

AKUSTISCHE BEIHEFTE

unter dem Patronat der internationalen akustischen Zeitschrift
ACUSTICA

S. HIRZEL VERLAG · STUTTGART

Heft 1

1961

ABWEICHUNGEN VOM OHMSCHEN GESETZ DER FREQUENZAUFÖSUNG BEIM HÖREN

von G. VON BÉKÉSY

Harvard University, Cambridge, USA

Herrn Prof. Dr. phil. M. Grützmacher zum 60. Geburtstag gewidmet

Zusammenfassung

Ältere Versuche von SEEBECK werden an einem vergrößerten Modell des Innenohres wiederholt, wobei die Haut des Unterarmes als Nervensystem verwendet wird. Es zeigt sich, daß die bekannten Phänomene des Residuums und des Modulationstones auch am Modell vorhanden sind. Dies erlaubt eine Diskussion der Frage, ob diese beiden Phänomene mechanischen oder rein nervösen Ursprungs sind.

Summary

Earlier experiments of SEEBECK were repeated on an enlarged model of the cochlea with nerve supply. Since the well known phenomena of the residue and the pulsating tone were present in the model, it is possible to discuss the question whether they are of mechanical or of pure nervous origin.

Sommaire

On répète des expériences antérieures de SEEBECK à l'aide d'un modèle plus grand de l'oreille interne en utilisant la peau de l'avant-bras comme système nerveux. On trouve que les phénomènes connus du son résiduel et du son modulé existent aussi dans le modèle. Cela permet de discuter la question de savoir, si ces deux phénomènes sont d'origine mécanique ou d'origine nerveuse seule.

1. Einleitung

Entsprechend dem akustischen Gesetz von OHM besitzt das Ohr die Fähigkeit, aus einem komplexen Tongemisch die einzelnen Töne herauszuhören und auf diese Weise eine Art von FOURIER-Analyse auszuführen. Die ganze moderne Entwicklung der Fernsprechtechnik wurde wesentlich durch diese Auffassung beeinflusst und zum Teil erst ermöglicht. Das Problem des akustischen Gesetzes besteht nun darin, daß man unter gewissen Umständen aus einem Klang mehr Töne heraushört als vorhanden sind. Auf diese Erscheinung hat bereits zu Lebzeiten von OHM sein Kollege SEEBECK [1] hingewiesen und in neuerer Zeit wurde diese Erscheinung besonders von SCHOUTEN [2] behandelt.

Wegen dieses Versagens kann man natürlich das OHMsche Gesetz als unrichtig erklären und postulieren, daß im Ohr keine Frequenzanalyse auftritt, sondern daß das Heraushören von Tönen aus einem Tongemisch eine reine Nerventätigkeit darstellt. Ich selbst ziehe es einstweilen vor, meiner alten Arbeitshypothese zu folgen, nämlich, daß biologische Vorgänge selten einfach sind. Daher möchte ich vorerst den mühsamen Weg einschlagen, die Erscheinungen

zu untersuchen, welche die Gültigkeitsgrenze des OHMschen Gesetzes bestimmen. Alle diese Erscheinungen scheinen damit zusammenzuhängen, daß bereits eine reine sinusförmige Schwingung auf der Schneckentrennwand als Reiz Wanderwellen erzeugt, die sich auf größere Strecken ausbreiten. Werden die sinusförmigen Schwingungen durch kurze Stöße ersetzt, so dehnt sich das Reizgebiet noch weiter aus.

2. Ersatz der Hörnerven durch Hautnerven

Eine der Fragen, die diskutiert werden muß, ist die Frage, ob das Heraushören der Periodizität von Schwingungsvorgängen als solche ausschließlich ein nervöser Prozeß ist. Um dies zu untersuchen, wollen wir einen konkreten Fall betrachten, den schon SEEBECK beschrieben hat. Führen wir einem Kopfhörer 400 Stromstöße pro Sekunde — entsprechend Bild 1 A — zu, so hören wir ein Klanggemisch mit der ungefähren Tonhöhe von 400 Hz. Verschieben wir jedoch zeitlich jeden zweiten Stoß ein wenig (siehe Bild 1 B), so hören wir neben dem Tongemisch von 400 Hz auch eines, das eine ganze Oktave tiefer klingt und etwa der Stoßfolge von

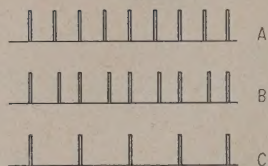


Bild 1. SEEBECKS Versuch: wird in einer Serie von Stromstößen (A) jeder zweite zeitlich etwas verschoben (B), so erklingt die Tonhöhe um fast eine volle Oktave tiefer als die Tonhöhe der Serie A, also fast so tief wie die Serie C.

Bild 1 C entspricht, obwohl die FOURIER-Analyse der Stoßfolge B bei kleinen zeitlichen Verschiebungen nur eine ganz schwache Komponente der Periodizität enthält. Um nun besser verfolgen zu können, was eigentlich bei der kleinen Verschiebung der Stöße geschieht, verwenden wir ein früher beschriebenes vergrößertes Modell der menschlichen Schnecke [3], in der die Schwingungen des Innenohres genau nachgebildet sind. Legt man die Haut des Unterarmes auf dieses Modell, so erzeugen hochfrequente Schwingungen in der Nähe der Hand eine Vibrationsempfindung und tieffrequente Schwingungen eine in der Nähe des Ellbogens. Bild 2 deutet in den dunkel quer-schraffierten Flächen die lokale Reizempfindungsgröße an. Man kann sehen, daß ganz analog

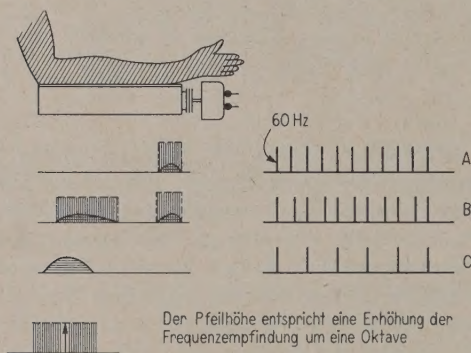


Bild 2. Wiederholung der SEEBECKSchen Versuche an einem vergrößerten Ohrmodell. Die Serie B erzeugt an der Stelle, wo meist tiefe Schwingungen lokalisiert werden, einen Reiz, dessen Vibrationsempfindung jedoch die gleiche Höhe besitzt wie die Serie A. Die vertikal stehenden Linien geben die Höhe der Frequenzempfindung an, relativ zur Serie C.

dem SEEBECKSchen Versuch beim Hören auch an dem Modell durch die Stoßfolge B eine Reizung der Haut erfolgt an einer Stelle, die sonst durch um eine Oktave tiefer liegende Schwingungen gereizt wird. Daher scheint dieser Versuch nun anzudeuten, daß das Auftreten der Hörempfindungen einer tieferen Frequenz, die von SCHOUTEN als Residuum bezeichnet wurden, mit den Schwingungsvorgängen in der Schneckentrennwand eng verbunden sind. Da nun

einmal in der Stoßfolge B eine Reizung an einer Stelle der Basilarmembran erfolgt, die sonst durch Töne tiefer Frequenz, entsprechend der Periodizität von B, in Schwingungen versetzt wird, so fragt es sich, ob diese Schwingungen eine tiefe Frequenz haben. Es läßt sich leicht feststellen, daß die Schwingungsamplitude, die der Periodizität entspricht, recht klein ist im Vergleich zu den höheren Komponenten.

Doch ist es vielleicht interessanter herauszufinden, wie die Haut die Schwingungen an der Stelle des Residuums empfindet. Um die Hautempfindung korrekt beschreiben zu können, muß zuerst erwähnt werden, daß es mehrere Empfindungen gibt, die zunächst definiert werden sollen. Das Berühren eines schwingenden Körpers mit der Fingerspitze erzeugt eine gewisse Empfindungsstärke, die der Lautstärke eines Tones entspricht. Daneben aber hat die Vibrationsempfindung auch eine gewisse Rauigkeit, welche grob- oder feinkörnig sein kann, entsprechend der hoch- oder tiefliegenden Schwingungsfrequenz. Ich möchte diese Körnigkeit als tiefe oder hohe Frequenzempfindung bezeichnen, ihr entspricht beim Hören die Tonhöhenempfindung. Moduliert man die Amplitude von 200 Hz-Schwingungen mit 20 Hz, so kann man mit der Fingerspitze genau die Empfindungsfrequenz der Trägerschwingungen und der Modulationsfrequenz trennen. Genau wie beim Hören die Tonhöhe der Trägerfrequenz und die Frequenzempfindung der Modulation getrennt werden können.

Gehen wir nun zurück zu den Modellversuchen in Bild 2. Es zeigt sich hier, daß die Frequenzempfindung in dem Reizgebiete des Residuums nicht der Periodizität der zugeführten Schwingungen entsprach, sondern ungefähr eine Oktave höher war. Die relative Höhe der Frequenzempfindung ist in Bild 2 durch die vertikalen Linien oberhalb jedes Reizgebietes dargestellt, wobei die Frequenzempfindungsänderung beim Übergang von der Stoßfolge C zu A als Einheit benutzt wurde.

3. Über die Frequenzempfindung der Haut

Beim Ohr erzeugt schon ein ganz einfacher Ton wegen der in der Schnecke auftretenden Wanderwellen eine sehr komplizierte Reizverteilung. Andererseits gelingt es auf der Haut mittels konzentrischer Anordnungen [4], den Reiz auf ein eng umschriebenes Gebiet zu begrenzen. Es kann daher die Tätigkeit des Nervensystems ohne mechanische Nebenerscheinungen untersucht werden. Mit Rücksicht auf den obigen Zusammenhang sollen nun einige Erscheinungen der Frequenzempfindung beschrieben werden. Während die Tonhöhenempfindung, wahrscheinlich wegen des Einflusses mechanischer Faktoren, eine sehr große Stabilität zeigt und

sich zum Beispiel mit der Lautstärke nur sehr wenig ändert, ist dies für die Frequenzempfindung nicht der Fall. Man fühlt, daß es sich hier um einen rein nervösen Vorgang handelt. So zeigt zum Beispiel

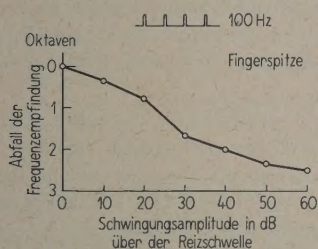


Bild 3. Die Höhe der Frequenzempfindung einer Vibration an den Fingerspitzen kann mit zunehmender Vibrationsamplitude um mehrere Oktaven abfallen.

Bild 3 wie die Frequenzempfindung mehrere Oktaven abfällt, wenn die Reizstärke vergrößert wird. Dies hängt offenbar mit den Synchronisierungsvorgängen in dem Nervensystem bei periodischer Reizung zusammen und gilt ebenso für mechanische wie für elektrische Reizung.

Um zu zeigen, daß die Synchronisierung und die refraktären Zeiten des Nervensystemes eine Rolle spielen, kann man folgenden Versuch ausführen. Man reizt mittels einer konzentrischen Elektrode den Finger mit einer periodischen Reihe von Stromstößen einer Frequenz, die in der Abszisse von Bild 4 dargestellt ist. Daraufhin verdoppelt man die Zahl der Stromstöße pro Sekunde. War die Zahl der Stromstöße am Anfang klein, so springt die Frequenzempfindung um eine volle Oktave nach oben. Erreicht jedoch die Zahl der Stromstöße ungefähr 300 pro Sekunde, so bewirkt eine Verdoppelung der

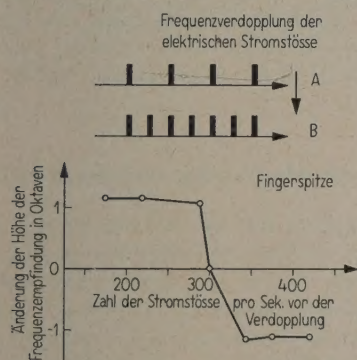


Bild 4. Beobachtet man an den Fingerspitzen eine Serie von Stößen (A) und verdoppelt sie dann plötzlich (B), so steigt die Höhe der Frequenzempfindung meist um eine Oktave. Ist jedoch die Frequenz der Stöße von A etwa 300 Hz, so bewirkt eine Verdoppelung der Stoßzahl keine Erhöhung der Frequenzempfindung mehr. Für noch größere Ausgangsfrequenzen tritt sogar ein Abfall der Frequenzhöhenempfindung auf.

Stoßzahl keine Veränderung mehr in der Höhe der Frequenzempfindung. Die Nerven können der raschen Frequenz nicht mehr folgen und überspringen jeden zweiten Stoß. Wird die Stoßfrequenz noch höher, so kann ihre Verdoppelung sogar zu einer Erniedrigung der Frequenzempfindung führen. 300 Hz stellt eine Art von Grenzfrequenz dar, der die Hautnerven noch folgen können.

Unter diesen Umständen wird natürlich die Frequenzempfindung auf der Haut sehr stark beeinflusst durch Faktoren wie Adaption, Ermüdung, Temperatur der Haut, Maskierung und so weiter. Es stellt sich nun die Frage, warum diese starke Variabilität bei der Tonhöhenempfindung nicht vorkommt.

4. Über die Stabilität der Tonhöhenempfindung

Um die gestellte Frage zu beantworten, kann man natürlich annehmen, daß die Hörnerven und die Hautnerven vollkommen verschieden sind. Dies trifft sicherlich zu, wenn nur die numerischen Werte betrachtet werden. So ist zum Beispiel aus elektro-physiologischen Versuchen bekannt, daß die oben erwähnte Grenzfrequenz für die Hörnerven ungefähr zwischen 2000 und 3000 Hz liegt [5]. Doch zeigt andererseits der allgemeine Ablauf der Phänomene eine sehr große Ähnlichkeit [6]. Um dies weiter zu illustrieren, vergleichen wir modulierte Vibrationen und modulierte Töne. Wie schon früher erwähnt, kann man bei den modulierten Vibrationen die Frequenzempfindung der Trägerfrequenz und der Modulationsfrequenz getrennt beobachten. Vergrößert man die Vibrationsamplitude einer hundertprozentig modulierten Vibration (Trägerfrequenz 200 Hz, Modulationsfrequenz 20 Hz) so nimmt die Höhe beider Frequenzempfindungen ähnlich der in Bild 3 dargestellten Kurve um mehr als eine Oktave ab.

Hat man dagegen einen Ton von 2000 Hz, der hundertprozentig mit 100 Hz durchmoduliert ist, ähnlich wie in Bild 5 oben dargestellt, so empfindet man die Modulationsfrequenz sehr ähnlich einer Vibrationsfrequenz und ihre Frequenzempfindung nimmt ab, wenn die Lautstärke des modulierten Tones erhöht wird. 50 dB Lautstärkeerhöhung bewirkt eine Erniedrigung der Frequenzempfindung um fast zwei Oktaven (siehe Bild 5 A). Dies spricht sehr für die Gleichartigkeit der Haut- und Hörnerven.

Von besonderem Interesse ist jedoch der sogenannte Modulationston, der auch schon bereits von SEEBECK beschrieben wurde. Ist nämlich die Amplitude des modulierten 2000 Hz-Tones genügend groß, so hört man deutlich einen Ton, dessen Höhe einem 100 Hz-Ton entspricht. Seine Lautstärke ist sehr viel

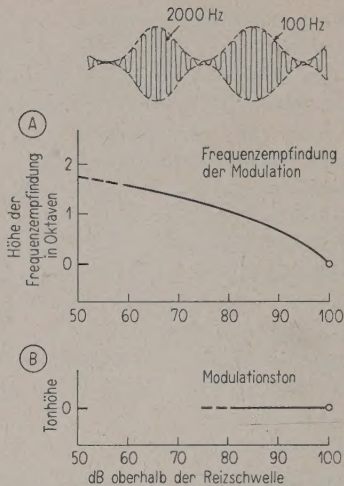


Bild 5. Ein mit 100 Hz durchmodulierter Ton von 2000 Hz erzeugt einen Modulationston von 100 Hz, dessen Tonhöhe sich nicht verändert, wenn die Amplitude des modulierten Tones geändert wird (B). Gleichzeitig aber nimmt die Frequenzempfindung der Modulation deutlich mit zunehmender Amplitude ab (A).

größer als sich aus der FOURIER-Analyse des modulierten Tones ergibt. Vergrößert man nun die Lautstärke des modulierten 2000 Hz-Tones, so kann man beobachten, wie die Frequenzempfindung der Modulation abnimmt, während gleichzeitig die Tonhöhe des Modulationstones vollkommen konstant bleibt. Dies macht es natürlich sehr wahrscheinlich, daß die Tonhöhe des Modulationstones eher durch einen mechanischen Vorgang, wie der Reizort ihn darstellt, bestimmt wird, als durch rein nervöse Vorgänge. In der Tat kann man am vergrößerten Modell des Innenohres, ähnlich wie in Bild 2 geschehen, die lokale Reizverteilung entlang der Membrane für amplitudenmodulierte Schwingungen beobachten

und findet, daß an dem der Modulationsfrequenz entsprechenden Ort eine Vibrationsempfindung vorhanden ist. Die Höhe der Frequenzempfindung auf der Haut kann dabei unter gewissen Umständen sehr viel höher empfunden werden als es der Modulationsfrequenz entspricht. Es ist eine Wiederholung der Erscheinungen, wie sie in Bild 2 gefunden wurden.

Die oben beschriebenen Versuche erlauben nicht, quantitative Gesetzmäßigkeiten für die Gültigkeitsgrenze des OHMSCHEN Gesetzes aufzustellen, aber sie weisen auf das komplizierte Zusammenspiel zwischen mechanischen und nervösen Vorgängen hin, die beim Hören stattfinden. Es gibt natürlich einige Erscheinungen, bei denen man nicht einmal soweit vordringen kann, hauptsächlich, weil die mechanischen und neuro-physiologischen Erscheinungen für kurzzeitige Reizvorgänge beim Hören erst jetzt ein allgemeines Interesse erweckten.

(Eingegangen am 4. April 1961.)

Schrifttum

- [1] SEEBECK, A., Beobachtungen über einige Bedingungen der Entstehung von Tönen. *Ann. Phys. Chem.* **53** [1841], 417.
- [2] SCHOUTEN, J. F., *Five Articles on the Perception of Sound (1938–1940)*. Eindhoven, The Netherlands 1960.
- [3] DIESTEL, H. G., Akustische Messungen an einem mechanischen Modell des Innenohres. *Acustica* **4** [1954], 489.
VON BÉKÉSY, G., *Experiments in Hearing*. McGraw-Hill, New York 1960.
- [4] VON BÉKÉSY, G., Synchronism of Neural Discharges. *Acoust. Soc. Amer.* **31** [1959], 338.
- [5] STEVENS, S. S. and DAVIS, H., *Hearing*. John Wiley and Sons, New York 1938.
- [6] VON BÉKÉSY, G., Similarities between Hearing and Skin Sensations. *The Psychological Review* **66** [1959], 1.

EINE VIELSEITIG VERWENDBARE MESSANORDNUNG ZUR DURCHFÜHRUNG VON HÖRTESTS

VON P. BOCKER, H. G. DIESTEL und H. MRASS, Braunschweig

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

Herrn Prof. Dr. phil. M. Grützmaker zum 60. Geburtstag gewidmet

Zusammenfassung

Es wird eine zur Durchführung verschiedener Arten von Hörtests geeignete Meßanordnung beschrieben. Sie ist unter anderem als elektronisch arbeitendes BÉKÉSY-Audiometer verwendbar.

Summary

A measuring equipment is described, which was designed for various types of hearing tests. The apparatus may, for example, be used as an electronic BÉKÉSY audiometer.

Sommaire

On décrit un dispositif expérimental qui permet de faire différents tests d'écoute. On peut aussi l'employer comme audiomètre de BÉKÉSY travaillant à l'aide des moyens électroniques.

1. Einleitung

Bei audiometrischen Messungen ist es häufig erforderlich, die der Versuchsperson über einen Kopfhörer oder einen Lautsprecher dargebotenen Prüftöne so ein- und auszuschalten, daß keinerlei Knacke und Ausgleichsvorgänge wahrgenommen werden. Im folgenden wird eine Meßanordnung beschrieben, mit der solche Hörtests einwandfrei durchführbar sind. Sie ist vielseitig verwendbar und wurde unter anderem bei den in der Bundesanstalt durchgeführten Reihenuntersuchungen zur Bestimmung der Normalhörschwelle [1] eingesetzt. Bei Mitverwendung eines Pegelschreibers kann die Meßanordnung auch als automatisch registrierendes Audiometer nach dem von v. BÉKÉSY angegebenen Meßprinzip dienen [2], [3].

2. Der knackfreie elektronische Schalter

Einen wesentlichen Teil der Meßanordnung bildet ein knackfreier elektronischer Schalter. Er besteht aus einem Röhrenverstärker, dessen Verstärkung in weiten Grenzen kontinuierlich veränderbar ist. Zwei in Gegentakt geschaltete Regelpentoden bilden die Eingangsstufe, an die sich ein mehrstufiger Verstärker mit niederohmigem Ausgang anschließt. Die Wirkungsweise des Gerätes geht aus dem in Bild 1 gezeigten Prinzipschaltbild hervor.

Die von einem Generator erzeugte Tonfrequenzspannung wird über einen gut symmetrierten Gegentakt-Transformator der Eingangsstufe zugeführt, deren Verstärkung exponentiell von der Gittervor-

spannung der Regelpentoden abhängt. Die Änderung der Gittervorspannung geschieht durch Auf- oder Entladung des Kondensators C . Dieser wird über den Widerstand R bei Betätigung des Schalters S — je nach dessen Stellung — auf die positive Spannung U_p oder die negative Spannung U_n geladen. Hierbei ändert sich die Kondensatorspannung U_c zeitlich exponentiell. In Bild 1 ist diese Spannung in Abhängigkeit von der Zeit t als gestrichelte Kurve eingetragen, wobei der Schalter S zu den Zeiten t_a und t_e betätigt wurde. Der Bereich der Gittervorspannung von 0 V bis zur Sperrspannung $-U_{sp}$, innerhalb dessen sich die Verstärkung der Pentoden vom maximalen auf den minimalen Wert ändert, ist durch die Röhrendaten vorgegeben. Soll erreicht werden, daß Anstieg und Abfall der Verstärkung nahezu symmetrisch verlaufen, so ist darauf zu achten, daß sich die Gittervorspannung bei beiden Stellungen des Schalters S gleich schnell und möglichst linear mit der Zeit ändert. Dies ist dann der Fall, wenn nur kleine Bereiche innerhalb der Mitte der Ladespannungskurve U_c ausgenutzt werden. Hierfür müssen die Ladespannungen U_p und $-U_n$ so gewählt werden, daß sie symmetrisch zum Bereich $0 \dots -U_{sp}$ liegen und daß der Bereich der Ladespannungen mindestens viermal größer als der Bereich $0 \dots -U_{sp}$ ist. Die Begrenzung der Gittervorspannung geschieht mit Hilfe des Widerstandes R_1 ($\gg R$) und der beiden Dioden D_1 und D_2 , die eine entsprechende Vorspannung (0 beziehungsweise $-U_{sp}$) erhalten. (Bei dieser Betrachtung sind die Spannungsabfälle an den Kathodenwiderständen der Pentoden unberücksichtigt geblieben.) Die ausgezo-

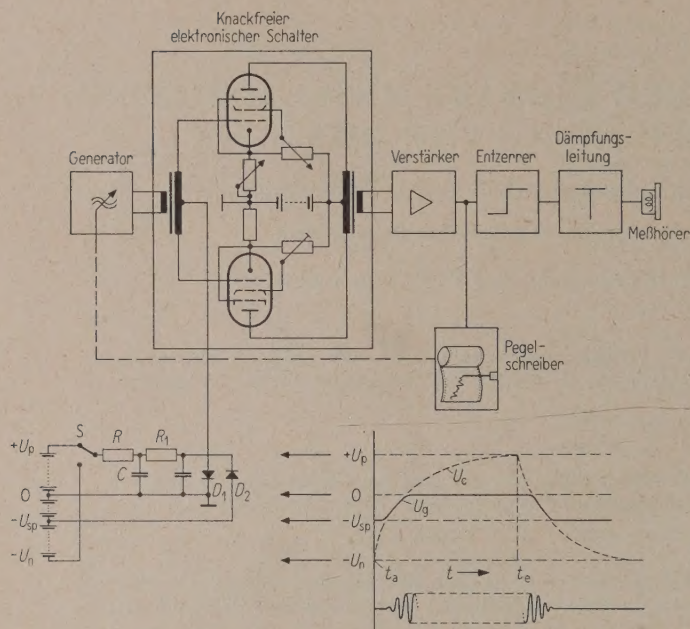


Bild 1. Prinzipschaltbild der Meßanordnung zur Durchführung von Hörtests.

gene Kurve U_g in Bild 1 stellt den Verlauf der Gittervorspannung dar, bei Betätigung des Umschalters zu den Zeiten t_a und t_e . Unterhalb dieser Kurve ist der zugehörige Verlauf einer knackfrei geschalteten Tonfrequenzspannung schematisch gezeichnet. Die Zeit, während der sich die Verstärkung vom minimalen auf den maximalen Wert ändert, kann in weiten Grenzen durch geeignete Bemessung von R und C eingestellt werden. Diese „Zeitkonstante“ des elektronischen Schalters war bei einem nach dem geschilderten Prinzip gebauten Gerät zwischen 0,1 s und 300 s wählbar.

Soll ein großer Nutz-Stör-Abstand des knackfreien Schalters erreicht werden, so müssen die zur Gegentaktstufe gehörenden Transformatoren gut gegen Störfelder abgeschirmt werden. Außerdem ist Gleichstromheizung für die beiden Pentoden vorzusehen. Bei dem oben erwähnten Gerät wurde ein Nutz-Stör-Abstand von 90 dB erreicht.

Für die Durchführung von Hörtests, zum Beispiel für die Bestimmung von Hörschwellen, Lautheitskurven und so weiter bei diskreten Frequenzen wird der hierbei vorgesehene elektroakustische Wandler (Meßhörer oder Lautsprecher) an den Ausgang des knackfreien Schalters angeschlossen. Die am Ausgang liegende Spannung wird mit einem Röhrenvoltmeter gemessen, eine zwischen Ausgang und Schallgeber geschaltete Dämpfungsleitung dient zur Einstellung bestimmter Spannungspegel an den Wandlerklemmen. Bild 2 zeigt als Meßbeispiel die Kathodenstrahloszillogramme der in einem Zimmer mittlerer Nachhallzeit akustisch aufgenommenen Ein- und Ausschaltvorgänge eines 10-Watt-Lautsprechers

bei der Frequenz 160 Hz, einmal mit (a) und einmal ohne (b) Verwendung des knackfreien Schalters. Die Zeitkonstante des elektronischen Schalters betrug hierbei etwa 0,5 s.

3. Verwendung der Meßanordnung als Békésy-Audiometer

In dem Bestreben, die bei der punktweisen Aufnahme des Audiogramms (Hörverlustkurve) einer Versuchsperson infolge der langen Meßdauer auftretenden Ermüdungserscheinungen zu vermeiden und um den Abstand der Meßpunkte zu verkleinern, wurde von v. BÉKÉSY ein nach einem neuartigen Meßprinzip arbeitendes selbsttätig schreibendes Audiometer entwickelt [2].

Hiernach kann die Versuchsperson die Lautstärke des Prüftones, den sie über einen Kopfhörer oder Lautsprecher wahrnimmt, durch Niederdrücken eines Druckknopfes stetig erhöhen, während beim Loslassen des Knopfes sich die Lautstärke von selbst stetig verkleinert. Die Versuchsperson wird nun angehalten, den Druckknopf so zu bedienen, daß sie den Ton abwechselnd sicher hört und sicher nicht hört, so daß dieser zwischen eben hörbarer und eben unhörbarer Stärke pendelt. Währenddessen durchläuft die Frequenz eines Tongenerators langsam, durch einen Motor angetrieben, kontinuierlich den Tonfrequenzbereich. Auf einer sich mitdrehenden Registriertrommel wird die hin- und herschwankende Lautstärke als gezackte Kurve aufgezeichnet. Diese Änderungen der Schallintensität werden dadurch erzeugt, daß der Abgriff eines logarithmischen Stufenpotentiometers durch den Motor in der einen oder anderen Richtung mechanisch bewegt wird, je nach dem wie die Versuchsperson den Druckknopf bedient.

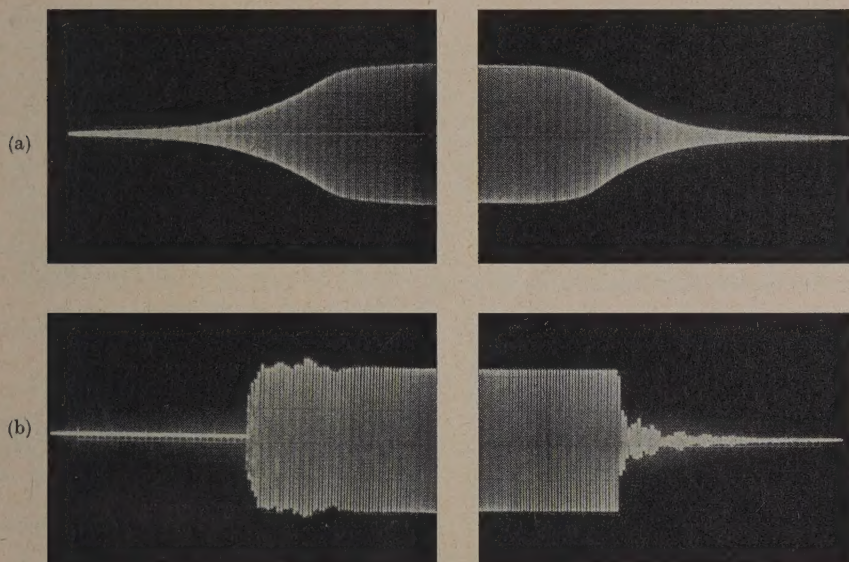


Bild 2. Akustisch aufgenommene Ein- und Ausschaltvorgänge eines 10-Watt-Lautsprechers bei der Frequenz 160 Hz mit (a) und ohne (b) Verwendung des knackfreien elektronischen Schalters.

Diese automatische Registrierung einer Hörschwelle läßt sich mit der in Bild 1 gezeigten Anordnung in einfacher Weise durchführen. Man wählt die Zeitkonstante des elektronischen Schalters so groß, daß der Spannungspegel an den Hörerklemmen je Sekunde etwa 2 dB zu- oder abnimmt. An dem Verstärkerausgang ist ein Pegelschreiber angeschlossen, dessen Motor den Registrierstreifen vorschiebt und über eine mechanische Kopplung den frequenzbestimmenden Kondensator des Generators dreht. Die Lautstärke wird von der Versuchsperson mittels des Umschalters S gesteuert. Soll als Audiogramm eines Normalhörenden eine gerade Nulllinie erhalten werden, so ist vor den Meßhörer noch ein Filter zu schalten, das das Hörübertragungsmaß entsprechend der Normalhörschwelle entzerrt. Bild 3 zeigt als Beispiel eine registrierte Hörschwelle. Bei dieser Aufnahme wurde das Entzerrungsfilter nicht verwendet.

4. Der knackfreie Umschalter

Für die Durchführung von subjektiven Lautstärkevergleichen wurde ein Zusatzgerät zum knackfreien elektronischen Schalter (ES) entwickelt, mit welchem sich selbsttätige periodische knackfreie Umschaltungen zwischen zwei Kanälen durchführen lassen¹. Bild 4 veranschaulicht die Wirkungsweise dieses Gerätes: Im Takt der Impulsfolge I_1 wird der Durchgang im ES geregelt; durch die Impulsfolge I_2

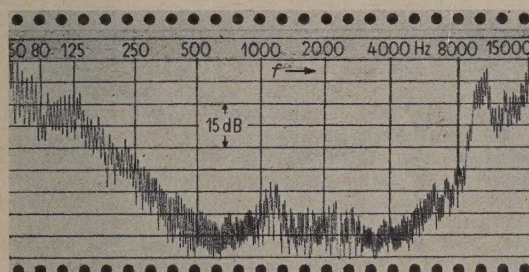


Bild 3. Automatisch registrierte Hörschwelle bei Verwendung eines nicht entzerrten Meßhörers.

wird mit Hilfe des Umschaltrelais U die eigentliche Umschaltung bewirkt. Die Impulsfolgen I_1 und I_2 sind so aufeinander abgestimmt, daß während der Umschaltung der Durchgang mit Hilfe des ES gesperrt ist.

In der gezeichneten Stellung ist der Kanal A über den ES mit dem Kanal A' verbunden. Zur Zeit t_1 beginnt der ES den Durchgang entsprechend seiner Zeitkonstante auf Null zu regeln. (Für viele Messungen ist eine Zeitkonstante von etwa 0,2 s gut geeignet.) Zur Zeit t_2 schaltet durch I_2 das Umschaltrelais U, und gleichzeitig beginnt der ES auf Durchgang zu regeln; jetzt sind die Kanäle B und B' verbunden. Zur Zeit t_3 regelt der ES von neuem auf Null; zur Zeit t_4 wird wieder Kanal A mit Kanal A' verbunden und der ES regelt auf Durchgang. Mit dieser Anordnung ist erreicht, daß zu den Zeitpunkten t_2 und t_4 der Umschaltung der Durchgang jeweils durch den ES knackfrei gesperrt ist.

Die Längen der Zeitintervalle $t_2 - t_1 = t_4 - t_3$ und $t_3 - t_2 = t_1 - t_4$, denen die Pausen- und Tondauer entsprechen, können durch Veränderung des Impulsabstandes und der Impulsbreite von I_1 in weiten Grenzen

¹ Den Aufbau des knackfreien Umschalters besorgte Herr M. SCHÄFER.

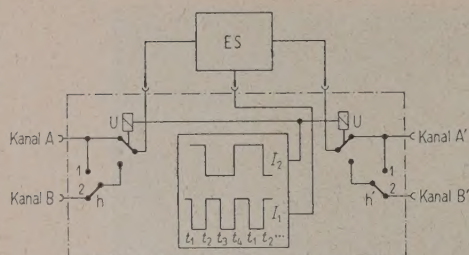


Bild 4. Prinzipschaltung des knackfreien Umschalters.

variiert werden. In Stellung 1 des Umschalters h ist Kanal A abwechselnd auf Kanal A' und Kanal B' geschaltet, in Stellung 1 von h' sind die Kanäle A und B abwechselnd mit Kanal A' verbunden. Die Impulsfolge I_1 wird durch einen selbständigen, I_2 durch einen bistabilen Multivibrator erzeugt, der von dem selbständigen Multivibrator über ein Doppeldiode derart getriggert wird, daß seine Impulsfrequenz gleich der halben von I_1 ist und seine Impulsflanken mit den Vorderflanken der Impulse von I_1 zusammenfallen [4].

Zur Durchführung von subjektiven Lautstärkevergleichen, beispielsweise zum Vergleich der Übertragungsmaße von zwei Kopfhörern verschiedener Bauart am Ohr mit Hilfe des knackfreien Umschalters, wird bei Stellung 1 des Umschalters h und Stellung 2 des Umschalters h' etwa eine Sinusspannung auf Kanal A knackfrei abwechselnd selbsttätig auf die Kanäle A' und B' geschaltet, von denen sie über verstellbare Dämpfungsleitungen den beiden Kopfhörern zugeführt werden. Bei Lautstärkevergleichen zwischen verschiedenen Tönen oder Geräuschen werden umgekehrt die den beiden Schallereignissen entsprechenden Spannungen auf die Kanäle A und B gegeben und der Lautsprecher oder Kopfhörer wird an Kanal A' angeschlossen (Umschalter h ist hierbei in Stellung 2, h' in Stellung 1).

(Eingegangen am 22. Juni 1961.)

Schrifttum

- [1] MRASS, H. und DIESTEL, H. G., Bestimmung der Normalhörschwelle für reine Töne bei einohrigem Hören mit Hilfe eines Kopfhörers. *Acustica* 9 [1959], 61.
- [2] VON BÉKÉSY, G., Über ein neues Audiometer. *Arch. elektr. Übertragung* 1 [1947], 13.
- [3] KAISER, W., Das BÉKÉSY-Audiometer der Technischen Hochschule Stuttgart. *Acustica* 2 [1952], Beiheft 4, AB 235.
- [4] ELMORE, W. C. und SANDS, M., *Electronics, Experimental Techniques*. McGraw-Hill, New York 1949, 111 ff.

MODELLUNTERSUCHUNGEN ZUR SCHNELLE-TRANSFORMATION IN DRUCKKAMMERN FÜR TRICHTERLAUTSPRECHER

von E. MEYER und E. SCHUNK

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Herrn Prof. Dr. phil. M. Grützmaier zum 60. Geburtstag gewidmet

Zusammenfassung

Jeder Trichterlautsprecher besitzt zwischen der Membran seines Antriebssystems und der Trichtereingangsfläche eine sogenannte „Druckkammer“, die eine Transformation der Schallschnellen und damit eine bessere Widerstandsanpassung der Membran an Luft bewirkt. Zur Untersuchung der Wirkungsweise einer solchen Druckkammer werden Modellversuche mit einer vergrößerten „zweidimensionalen“ Kammer bei tiefen Frequenzen angestellt; man setzt der Luft Öltröpfchen zu und mißt auf optischem Wege deren Schwingungsausschläge im Schallfeld. Eine einfache Theorie der Druckkammer wird gegeben und mit den bei verschiedenen Kammervolumina erhaltenen Meßergebnissen verglichen; die Übereinstimmung ist gut. Weiterhin wird die Verteilung der Schallschnellen im Innern der Druckkammer bei stetigen und unstetigen Querschnittsänderungen bestimmt.

Summary

In horn-type loudspeakers an air chamber is always placed between the membrane of the driver system and the entrance plane of the horn throat. This air chamber effects a transformation of the particle velocity and thus secures better matching of the membrane. In order to study the performance of air chambers model experiments were made at low frequencies with a large "two-dimensional" chamber. Minute oil drops are blown into the air chamber; the translatory oscillation amplitudes of the droplets in the sound field are measured with optical means. A simple air chamber theory is presented and compared with results obtained with various air chamber volumina; there is good agreement between experiment and theory. The spatial distribution of particle velocities in the air chamber is measured with continuous and discontinuous transition from the large to the small cross-section.

Sommaire

Chaque haut-parleur à pavillon possède, entre la membrane de son système exciteur et la surface d'entrée du pavillon, une chambre de compression, qui effectue une transformation des vitesses sonores et à cause de cela une meilleure adaptation de résistance entre la membrane et l'air. Pour étudier le fonctionnement d'une telle chambre de compression on fait, pour des basses fréquences, des expériences de modèle avec une chambre agrandie qui possède deux dimensions seulement. On fait entrer des gouttelettes d'huile dans l'air et on détermine sur moyen optique leurs amplitudes dans le champ sonore. On donne une théorie simple de la chambre de compression et on fait une comparaison avec les résultats de mesure pour divers volumes de la chambre. Cette comparaison donne une bonne concordance. De plus, on détermine la répartition des vitesses sonores dans l'intérieur de la chambre de compression pour des changements continus et discontinus de la section.

1. Einleitung

Ein bequemes Verfahren, Luftschallfelder räumlich zu untersuchen, besteht darin, der Luft äußerst kleine Schwebeteilchen wie zum Beispiel Öltröpfchen zuzusetzen und deren Bewegung an verschiedenen Stellen im Schallfeld optisch zu beobachten. In neuerer Zeit ist auf diese Möglichkeit insbesondere von ANDRADE [1] hingewiesen worden. Mit dieser Methode sind in den letzten Jahren die Schwingungen der Luftteilchen in der Nähe einer schallabsorbierenden Wand, die akustische Zähigkeitsgrenzschicht an einer schallharten Wand, die Schallausbreitung in engen Röhren sowie die Schwingung der Luftteilchen in Modellen poröser Schallabsorber im III. Physikalischen Institut [2] der Universität Göttingen eingehender untersucht worden.

Als weiteres Anwendungsgebiet bietet sich die Aufgabe an, die Transformation der Schallschnelle bei Querschnittsänderungen in Rohrleitungen direkt zu beobachten. Wie bekannt, verwendet man bei Trichterlautsprechern zwischen Membran und Trichtereingang eine sogenannte „Druckkammer“, die die Aufgabe hat, die mechanische Impedanz der Membran besser an den niedrigen Wellenwiderstand der Luft anzupassen. Als Druckkammer bezeichnet man das kurze Rohrstück, das von der Membran des Antriebssystems auf der einen und von der Fläche der Querschnittsänderung auf der anderen Seite begrenzt wird. Die Membran hat dabei den größeren Querschnitt, während das verengte Ende des Rohres mit dem Eingang des Trichters in Verbindung steht. In Anlehnung an die Elektrotechnik hat man die Druckkammer auch einen „Akustischen Transformator“ genannt; jedoch krankt diese Analogie daran, daß hier nur die eine der beiden Feldgrößen im Schallfeld, nämlich die Schallschnelle transformiert wird, während der Schalldruck unverändert bleibt. Denn es wird vorausgesetzt, daß alle Dimensionen der Druckkammer klein im Vergleich zur Wellenlänge bleiben, oder, falls dies nicht möglich ist, daß sich die von den einzelnen Flächenelementen der Membran kommenden Schallanteile im Trichtereingang einigermaßen phasengleich addieren. Als Transformationsfaktor für die Schnelle wird das

Flächenverhältnis von Membran- zu Trichtereingangfläche angesetzt und als frequenzunabhängig angenommen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit liegt darin, diese verschiedenen Annahmen an zweidimensionalen vergrößerten Druckkammermodellen in einem für die Messung an Öltröpfchen bequemen (das heißt also in einem niederen) Frequenzbereich zu prüfen. Da im vorliegenden Zusammenhang nur die Transformation der Schnelle interessiert, wird statt eines Trichters ein langes Rohr konstanten Querschnittes von der Größe der Eingangsfläche zum Anschluß an die Druckkammer benutzt.

2. Apparatur

Die zu den Messungen verwendete zweidimensionale Versuchsanordnung ist in einem schematischen Längsschnitt in Bild 1 dargestellt. Sie besteht aus zwei Plexiglasplatten, die durch Messingstäbe auf 0,5 cm Abstand voneinander gehalten werden. Die Höhe a der Druckkammer und die Höhe b des Ausgangsrohres liegen mit 24,5 cm und 3,5 cm fest. Variiert wird die Länge l der Druckkammer zwischen 0,5 und 24,5 cm. Die Anregung erfolgt durch einen Schaumtrollitult-Streifen, der einerseits mit geringem Spiel gerade in die Kammer hineinpaßt, andererseits, im Querschnitt zunehmend, in den Papierkonus eines elektrodynamischen Lautsprechers eingeklebt ist. Eine dünne Gummifolie besorgt die Abdichtung der Druckkammer in dem schmalen Schlitz zwischen Trollitultstreifen und Plexiglas-scheiben.

Diese Konstruktion ist das Ergebnis vieler Vorversuche. Sie hat akustisch den großen Vorteil, daß

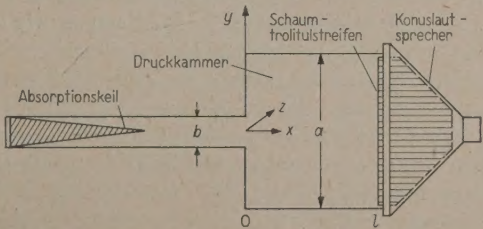


Bild 1. Längsschnitt durch die Versuchsanordnung.

die Amplitude des Schaumtrollit-Streifens längs dessen ganzer Höhererstreckung von 24,5 cm im Frequenzbereich zwischen 20 bis 200 Hz konstant ist. Die Abweichungen der Amplituden vom Mittelwert liegen durchschnittlich bei 0,2 dB und bleiben damit auch für die höheren Frequenzen im Rahmen der Meßgenauigkeit. Auf das sich an die Druckkammer anschließende rechteckige Rohr folgt ein 1 m langes Übergangsstück zu einem PVC-Schlauch mit rundem Querschnitt von einer Länge von 30 m. In das Ende dieses Schlauches sind Mullbahnen eingezogen, deren Packungsdichte zum Abschluß hin zunimmt; die längste Bahn dieses porösen Stoffes hat dabei eine Ausdehnung von 11 m. Die experimentelle Nachprüfung stellte sicher, daß die Druckkammer auf diese Weise reflexionsfrei abgeschlossen war.

Ein Photo der Druckkammer mit Anregungssystem zeigt Bild 2. Durch Einsätze konnte die Druckkammer in ihrer Länge verändert werden.

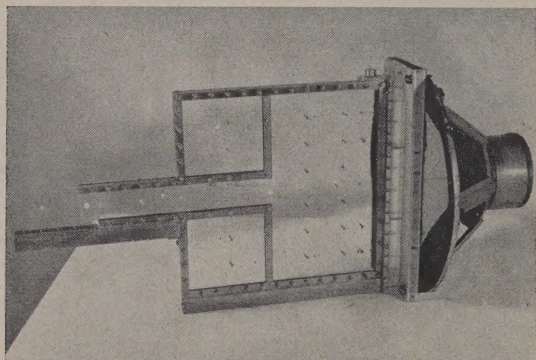


Bild 2. Druckkammermodell mit Anregungssystem.

Mitteis eines Zerstäubers wurden winzige Öltröpfchen mit einem Durchmesser von etwa $1\mu\text{m}$ in das Innere der Druckkammer und des Rohres geblasen. In dem verwendeten Frequenzbereich machen sie die Bewegungen der Luft vollständig mit. Die Teilchenamplituden betragen zwischen 60 und 120 Hz im Rohr hinter der Druckkammer maximal 0,8 mm. Das ist eine relativ hohe Intensität, rund +130 dB bezogen auf 10^{-16} W/cm^2 .

Senkrecht zur Druckkammer ist ein in x - und y -Richtung verschiebbares Mikroskop angebracht, mit dem die durch Dunkelfeldbeleuchtung sichtbar gemachten Öltröpfchen sowohl in der Kammer wie im Rohr beobachtet und fotografiert werden konnten. Die Beleuchtung erfolgte mit einer Beck-Hochstrombogenlampe, die im Moment der Aufnahme kurzzeitig stark überlastet wurde (Stromstärke rund 80 A). Im ganzen wurden rund 3000 Einzelaufnahmen gemacht, die sich, durch Projektion auf Millimeterpapier vergrößert, leicht auswerten ließen. Wegen der notwendigen erheblichen Vergrößerung

(maximal 80-fach linear) war bei jeder Aufnahme die Struktur des Schallfeldes nur in einem kleinen räumlichen Bezirk sichtbar.

Außer der Schallschnelle wurde auch der Schalldruck in der Druckkammer und am Eingang des Rohres mit einem geeichten Sondenmikrophon gemessen.

Bei den Druckmessungen unmittelbar vor der Membran wurde an den Meßverstärker für das Sondenmikrophon auch ein Phasenmesser angeschlossen, um den Phasenverlauf längs der Membranoberfläche des Schaumtrollit-Streifens zu bestimmen. Die Phasenänderung zwischen Membranmitte und Membranrändern war nicht größer als 2° , das heißt sie blieb in der Größenordnung der Anzeigenauigkeit des Phasenmeßgerätes. Damit war sichergestellt, daß die Schaumtrollit-Membran sich wie eine Kolbenmembran benahm.

Auch die Körperschallanregung der Plexiglas-seitenwände wurde untersucht. Es zeigte sich dabei, daß eine Störung der Meßergebnisse durch eine mögliche Schallabstrahlung der Wände in die Druckkammer hinein nicht zu befürchten war.

Druckkammer und Rohr wurden mit Rücksicht auf ihre Verwendung bei sehr tiefen Frequenzen wegen eventuell vorhandener Lecks besonders gut gedichtet. Zur Prüfung wurde die ganze Anordnung einem statischen Überdruck ausgesetzt; nach dessen Abschalten fiel der Druck durchschnittlich erst innerhalb von 30 Minuten auf den e -ten Teil ab.

Da das Sondenmikrophon in bezug auf den Schalldruck absolut geeicht war und da die Bewegung und damit die Schnelle der Öltröpfchen ohne Schwierigkeit auch absolut gemessen werden konnten, war es möglich, akustische Widerstandsmessungen in der Druckkammer durchzuführen.

3. Das elektrische Ersatzschaltbild der Druckkammer

Wie einleitend erwähnt, besteht die einfachste Annahme für die Wirkungsweise einer in ihren Abmessungen kleinen Druckkammer darin, daß der Schalldruck sowie der Schallfluß (Produkt aus Schallschnelle und Querschnitt) zu beiden Seiten des Querschnittssprunges gleich groß sind [3], [4]. Bezeichnet man die beiden in Frage kommenden Querschnitte mit S_1 und S_2 , dann verhalten sich die Schnellen im Rohr (v_2) und in der Kammer (v_1) wie

$$v_2 = \frac{S_1}{S_2} v_1. \quad (1)$$

Daraus folgt, daß auch der akustische Widerstand z_a , nämlich der Quotient von Schalldruck zu Schallfluß, für die Kammer und für das Rohr gleich groß

sein müssen, da voraussetzungsgemäß die Schalldrücke $p_1 = p_2$ sind. Damit erhält man

$$z_{a1} = p_1/v_1 S_1 = p_2/v_2 S_2 = z_{a2}.$$

Nach dieser Überlegung müßte das Übersetzungsverhältnis der Druckkammer, gegeben durch den Betrag des Quotienten aus dem Schallfluß im Rohr (Φ_2) und aus dem von der Membran erzeugten Schallfluß (Φ_1), $\bar{U} = |\Phi_2/\Phi_1|$ frequenzunabhängig gleich 1 sein. Die Messungen zeigten, daß diese Folgerung in keiner Weise bestätigt wird, sondern daß man die Nachgiebigkeit der in der Druckkammer enthaltenen Luftmenge zu berücksichtigen hat. Damit erhält man für die Veranschaulichung der Wirkungsweise der Druckkammer ein elektrisches Ersatzschaltbild, wie es in Bild 3 a dargestellt ist. Das Kammervolumen V stellt einen Federungswiderstand $1/j\omega F$ dar, wobei die Federung F durch den Ausdruck V/Qc^2 gegeben ist. Dabei sind $V = S_1 l$ das Kammervolumen (l Länge der Kammer), Q die Dichte der Luft und c ihre Schallgeschwindigkeit. Der Federungswiderstand der Kammer liegt parallel zu dem akustischen Eingangswiderstand $z_{a2} = Qc/S_2$ des Rohres. Damit erhält man für das Übersetzungsverhältnis \bar{U}

$$\bar{U} = \left| \frac{\Phi_2}{\Phi_1} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega F z_{a2})^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi S_1}{c} \nu l \right)^2}}, \quad (2)$$

ν ist dabei die Frequenz in Hz.

Wenn die Druckkammerwände nicht völlig starr sind, sondern eine zusätzliche Federung F_0 verursachen, hat man sie in dem elektrischen Ersatzschaltbild zu berücksichtigen (Bild 3 b). Für diesen



Bild 3a. Elektrisches Ersatzschaltbild der Druckkammer.

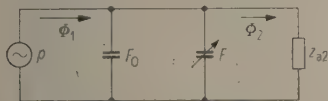


Bild 3b. Verbessertes Ersatzschaltbild der Druckkammer.

Fall lautet die Formel

$$\bar{U} = \left| \frac{\Phi_2}{\Phi_1} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + [\omega (F + F_0) z_{a2}]^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\frac{2\pi Q c}{S_2} (F + F_0) \nu \right]^2}}. \quad (3)$$

Schließlich ist noch auf eine weitere Korrektur hinzuweisen, die dann eintritt, wenn die Länge der Druckkammer nicht mehr klein zur Wellenlänge ist; in diesem Falle ist der Druck nicht mehr über die Kammerlänge konstant. Die Druckkammer entspricht dann vielmehr einer durch den Widerstand z_{a2} abgeschlossenen Leitung. So ergibt sich für das Übersetzungsverhältnis \bar{U} die Formel

$$\bar{U} = \left| \frac{\Phi_2}{\Phi_1} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\left(\frac{S_1}{S_2} \right)^2 - 1 \right] \sin^2 \left[\frac{2\pi Q c}{S_1} (F + F_0) \nu \right]}}. \quad (4)$$

Rein formal läßt sich die zusätzliche Federung F_0 auch durch ein zusätzliches Volumen V_0 oder bei Bezug auf den Querschnitt S_1 der Druckkammer durch eine zusätzliche Vergrößerung der Kammerlänge (l_0) beschreiben. Bei allen Berechnungen kann man daher F_0 auch so berücksichtigen, daß die wirkliche Kammerlänge l durch eine „wirksame“ Kammerlänge $L = l + l_0$ ersetzt wird. Damit wird aus Gl. (4)

$$\bar{U} = \left| \frac{\Phi_2}{\Phi_1} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[\left(\frac{S_1}{S_2} \right)^2 - 1 \right] \sin^2 \left(\frac{2\pi}{c} \nu L \right)}}. \quad (5)$$

4. Meßergebnisse

Die Schalldruckmessungen mit Hilfe des Sonden-mikrophons ergaben in dem Versuchsmodell für die tiefen Frequenzen und die kleinen Kammerlängen völlig konstante Werte in der ganzen Kammer. Dagegen zeigte sich, daß der Druck bei den größeren Kammerlängen und den höheren Frequenzen von der Membran zum Querschnittsprung hin zunahm, ein Beweis dafür, daß man die Kammer unter diesen Verhältnissen bereits als eine, wenn auch sehr kurze Leitung aufzufassen hat.

Um das Übersetzungsverhältnis zu bestimmen, wurde die Schwingungsamplitude der Membranoberfläche zu der Teilchenelongation hinter dem Querschnittsprung in Beziehung gesetzt. Dabei ist für den letzteren Wert eine Korrektur anzubringen, weil wegen der geringen Breite der Kammer von 5 mm die Bewegung der Luftteilchen nicht mehr gleichmäßig über den ganzen Querschnitt verteilt ist. Die akustische Zähigkeitsgrenzschicht bewirkt, daß der Mittelwert der Teilchenbewegung kleiner als die in der Mitte des Rohres gemessene Maximalbewegung ist. Tabelle I gibt die Reduktionsfaktoren an, mit denen die gemessene Schallschnelle multipliziert werden muß, um den Durchschnittswert zu erhalten.

Tabelle I.

f Hz	Reduktionsfaktor
20	0,899
60	0,938
120	0,956
200	0,965

In allen Fällen zeigte sich, daß die Teilchenbewegungen gerade Bahnen waren, die parallel zur Längsachse lagen.

Folgende vier Kammerlängen wurden untersucht: $l = 0,5$ cm, $l = 3,5$ cm, $l = 13,5$ cm und $l = 24,5$ cm. Trägt man im Sinne der Gl. (5) die gemessenen Werte über dem Produkt „Wirksame Kammerlänge \times Frequenz“ auf, so ergibt sich ein Verlauf der Meßwerte, wie er in Bild 4 dargestellt ist. Die ausgezogene Kurve ist berechnet. Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist gut.

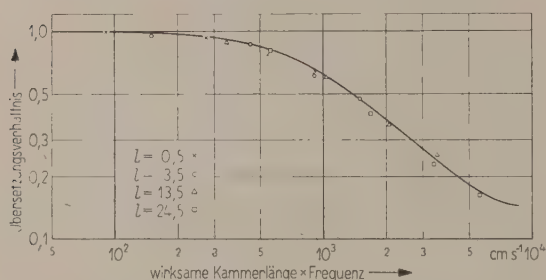


Bild 4. Übersetzungsverhältnis der Schallflüsse als Funktion des Produktes „Wirksame Kammerlänge mal Frequenz“. Die bei den verschiedenen Kammertiefen gewonnenen Werte sind unterschiedlich gekennzeichnet.

Dabei wurde eine konstante zusätzliche Nachgiebigkeit in der Größe von $3,47 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^4 \text{ s}^2 \text{ g}^{-1}$ für F_0 eingesetzt. Das entspricht einer zusätzlichen Kammerlänge von 4 cm. Diese zusätzliche Federung wird durch die Nachgiebigkeit der Gummifolie verursacht, die die Schaumtrollit-Membran gegen die Wände der Kammer abdichtet. Zwei Methoden wurden benutzt, um diese zusätzliche Federung zu ermitteln. Die eine besteht in der besten Anpassung der Meßwerte an die Theorie. Bei dem anderen Verfahren schließt man die Druckkammer an der Stelle des Überganges starr ab und bestimmt aus den absolut gemessenen Werten des Schalldruckes und der Schallschnelle den akustischen Eingangswiderstand. Dieser Eingangswiderstand muß sowohl die Luftfederung als auch die gesuchte zusätzliche Federung enthalten. Die Ergebnisse beider Verfahren zur Bestimmung von F_0 unterscheiden sich nur um etwa 20%. Der Mittelwert aus beiden Untersuchungen ist den Berechnungen in Bild 4 zugrunde gelegt. Dabei sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß das ge-

fundene F_0 weder von der Frequenz noch vom Kammervolumen abhängt.

Die Beobachtung der Teilchenbahnen erlaubt auch Aussagen über die Struktur des Schallfeldes im Innern der Druckkammer. Dabei zeigt sich, daß die Bahnen in allen Fällen gerade Linien sind, die je nach dem Beobachtungsort in der Druckkammer eine verschiedene Neigung und Länge haben. In der Nähe des scharfkantigen Querschnittsprungs bilden sich übrigens Gleichströmungswirbel aus, die in dem

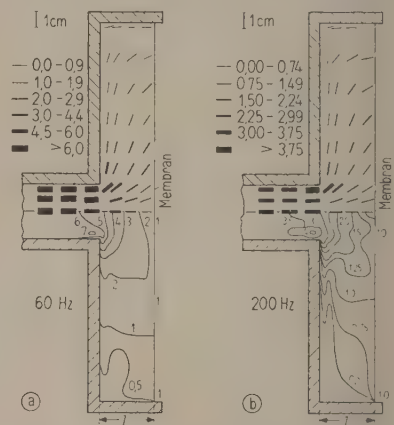


Bild 5. Verteilung der Schallschnelle in der Druckkammer. Kammerlänge $l = 3,5$ cm; unstetige Querschnittsänderung; a) 60 Hz; b) 200 Hz.

Gemeinsame Legende zu den Bildern 5–8: In diesen Bildern sind in der oberen Bildhälfte die Richtung und in stufenweiser Einteilung der Betrag der Schallschnelle angegeben; in der unteren Bildhälfte sind Linien gleichen Betrages der Schnelle dargestellt. Alle Werte sind auf die Membranschnelle bezogen; die Zahlen geben also deren Vielfaches beziehungsweise deren Bruchteil an.

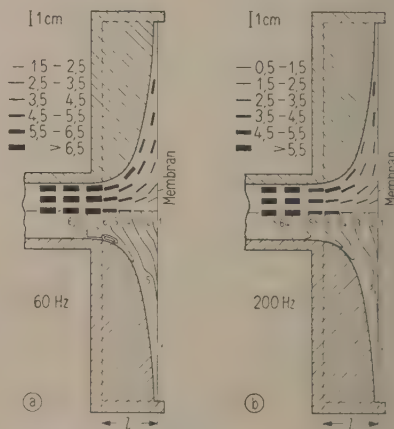


Bild 6. Verteilung der Schallschnelle in der Druckkammer. Kammerlänge entsprechend Bild 5; exponentielle Querschnittsänderung; a) 60 Hz; b) 200 Hz.

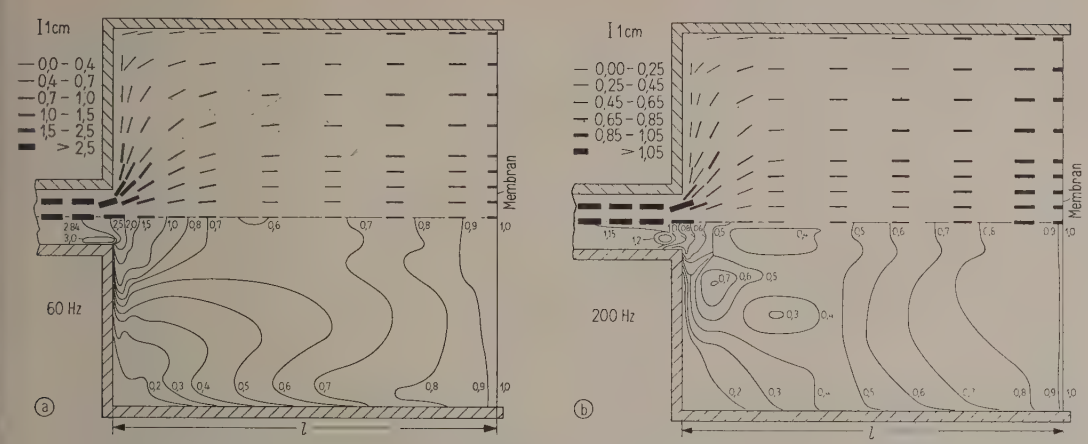


Bild 7. Verteilung der Schallschnelle in der Druckkammer. Kammerlänge $l = 24,5$ cm; unstetige Querschnittsänderung; a) 60 Hz; b) 200 Hz.

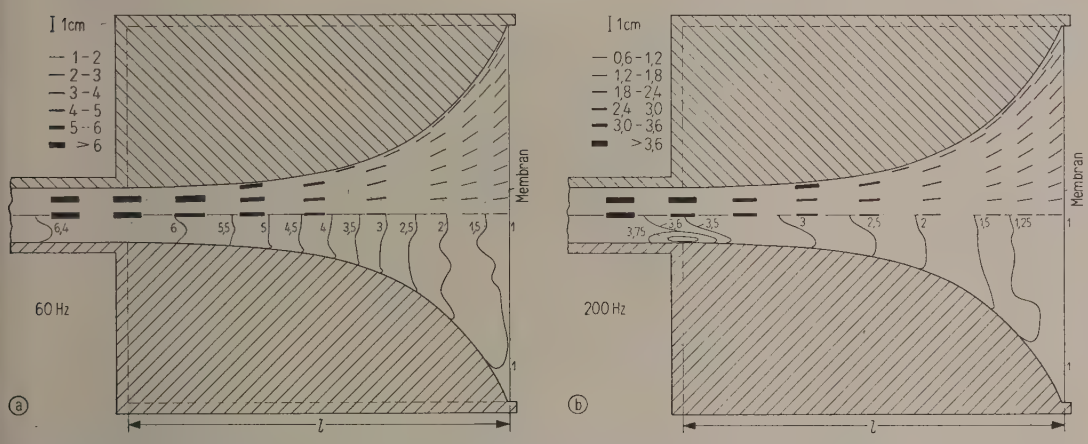


Bild 8. Verteilung der Schallschnelle in der Druckkammer. Kammerlänge entsprechend Bild 7; exponentielle Querschnittsänderung; a) 60 Hz; b) 200 Hz.

vorliegenden Zusammenhang aber nicht näher untersucht wurden.

In den folgenden Bildern 5 bis 8 sind jeweils in dem unteren Teil die Kurven gleicher Schnelle, in dem oberen Teil die Bahnrichtungen eingetragen. Bild 5 stellt für 60 Hz und für 200 Hz die Verteilung der Schallschnelle bei einer Kammerlänge $l = 3,5$ cm dar. Dabei ist wie bisher überhaupt die Querschnittsänderung unstetig. Läßt man die Querschnittsänderung bei sonst gleicher Dimensionierung exponentiell verlaufen (Bild 6), so ist im Unterschied zu Bild 5 die Verteilung der Schnelle wesentlich gleichmäßiger.

Analoge Messungen wurden auch für die große Druckkammer mit $l = 24,5$ cm durchgeführt (Bild 7a

und 7b; Bild 8a und 8b). Auch hier ist das Schallfeld in der Druckkammer im Falle der exponentiellen Querschnittsänderung wesentlich übersichtlicher. (Eingegangen am 14. Juni 1961.)

Schrifttum

- [1] ANDRADE, E. N., da C., Proc. Roy. Soc. A 134 [1932], 445.
- [2] MEYER, E. und KARMANN, R. W., Acustica 1 [1951], 130.
MEYER, E. und GÜTH, W., Acustica 3 [1953], 185.
HELBERG, H. W., Acustica 4 [1954], Beiheft 578.
HELBERG, H. W., Acustica 9 [1959], 155.
- [3] SKUDRZYK, E., Die Grundlagen der Akustik. Springer Verlag, Wien 1954.
- [4] STEWART, G. W. und LINDSAY, R. B., Acoustics. Chapman and Hall, London 1931.

ZUR ENTWICKLUNGSGESCHICHTE DER „MOLEKULARAKUSTIK“

von H. O. KNESER

I. Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Stuttgart

Herrn Prof. Dr. phil. M. Grützner zum 60. Geburtstag gewidmet

In LORD RAYLEIGHs großartiger, weit ausgreifender und zu ihrer Zeit erschöpfender Darstellung der „Theorie des Schalles“ ist das Wort „Molekül“ nicht zu finden. Wenig mehr als ein halbes Jahrhundert später, nämlich beim 3. Internationalen Akustischen Kongreß waren 17% aller Vorträge unter der Rubrik „Molekular-Akustik“ angemeldet. In diesen Blättern, die dem Jubiläum eines Mannes gewidmet sind, der wie wenige andere Physiker als „Akustiker“ bezeichnet werden darf, sei es erlaubt, daran zu erinnern, daß dieser jüngste Zweig der Akustik sein rasches Wachstum einer besonders glücklichen Konstellation, nämlich dem Zusammentreffen dreier Entwicklungslinien verdankt. In den nachstehenden Zeilen sollen sie in Kürze nachgezeichnet werden.

Zur Kenntnis des molekularen Aufbaus der Materie können naturgemäß nur diejenigen Daten beitragen, die die Schallausbreitung in unbegrenzten Medien bestimmen, das heißt Messungen der Schallgeschwindigkeit und -absorption. Von diesen beiden standen bis vor etwa 40 Jahren die ersteren durchaus im Vordergrund; teils deswegen, weil die Schallgeschwindigkeit (seit KUNDT) genau gemessen werden konnte, teils weil man meinte, damit eine molekularkinetisch wichtige Größe, das Verhältnis der spezifischen Wärmen besonders genau ermitteln zu können. Messungen der Schallabsorption aber waren damals — praktisch ohne alle elektroakustischen Hilfsmittel — nicht nur experimentell außerordentlich schwierig, sondern auch physikalisch wenig reizvoll; denn die Materialkonstanten Wärmeleitung, Viskosität und Diffusion, durch die allein sie bestimmt sein sollte, waren mit anderen Methoden weitaus leichter und genauer zu ermitteln. Gelegentlich war allerdings schon die Frage angeschnitten (BOLTZMANN, H. A. LORENTZ, LORD RAYLEIGH), ob denn die klassischen Theorien, die ja nur Aussagen über Gleichgewichte machen, auf die schnellen Zustandsänderungen in Schallwellen ohne Einschränkung anwendbar seien, ob insbesondere ein Dissoziationsgleichgewicht ihnen folgen können, eine Frage, die experimentell (NERNST und KEUTEL) — freilich ohne Erfolg — und theoretisch (EINSTEIN) angegangen wurde. Im Großen und Ganzen mußte sich das Experiment aber auf „Bestätigungen“ der

klassischen theoretischen Arbeiten (LAPLACE, STOKES, KIRCHHOFF) beschränken.

Diese Situation wandelte sich schlagartig mit dem Aufkommen der Elektroakustik, insbesondere mit LANGEVINS glänzender Entdeckung, daß man mit Hilfe des piezoelektrischen Effektes mechanische Schwingungen bis weit ins MHz-Gebiet willkürlich erzeugen und — fast noch wichtiger — nachweisen könne. Die bisher kaum überschreitbare Frequenzgrenze, die durch die Hörbarkeit der Schallwellen gesetzt war, blieb nur noch für Teile der angewandten Akustik relevant, und die Bezeichnung unserer Disziplin als „Akustik“ hat seither einen anachronistischen Beigeschmack. Gleich die ersten Schallgeschwindigkeitsmessungen im neuerschlossenen Gebiet brachten das seit LAPLACE unangefochtene Dogma von der Frequenzunabhängigkeit zu Fall. HERZFELD und RICE deuteten dies dahingehend, daß in der Schallwelle nicht nur Gleichgewichtszustände durchlaufen werden, und konnten zum ersten Mal die Zeitspanne berechnen, die verstreicht, ehe ein thermodynamisches Gleichgewicht sich einstellt; im vorliegenden Fall dasjenige zwischen schwingungsquant-behafteten und nichtschwingenden CO₂-Molekülen. In rascher Folge ergaben weitere Ultraschallgeschwindigkeitsmessungen eine Fülle von Details über denjenigen Prozeß, der in der Gastheorie gewissermaßen totgeschwiegen wird, den Zusammenstoß zwischen neutralen Molekülen, weiterhin über die Struktur der Flüssigkeiten, die Vorgänge beim Durchlaufen des kritischen Zustandes und anderes mehr.

Eine weitere Entwicklungslinie begann vor knapp 30 Jahren mit der Begründung der Thermodynamik irreversibler Prozesse (ONSAGER). Reversibel sind nur solche Prozesse, bei denen dauernd Gleichgewichtszustände durchlaufen werden. Die neue Thermodynamik, eine konsequente Erweiterung der klassischen, befaßt sich also gerade mit den Nicht-Gleichgewichtsprozessen, wie sie am deutlichsten bei schnellen Zustandsänderungen zu Tage treten. Damit waren neben den Vorgängen in Stoßwellen diejenigen in hochfrequenten Schallwellen in den Mittelpunkt der neuen, heute fast vollständig ausgebauten theoretischen Disziplin gerückt.

Von ganz anderer Seite mündete hier ein dritte Entwicklungslinie ein: Diejenige der Erforschung der inneren Dämpfung fester Körper, eines Begriffes, der der klassischen Elastizitätstheorie ebenso fremd war wie die Einstelldauer des thermischen Gleichgewichts der klassischen Thermodynamik. Ältere englische Untersuchungen hatten bereits eine unverständliche Temperaturabhängigkeit des Abklingens von Stimmgabeln zu Tage gebracht. Später wurden Dämpfungsmessungen an schwingenden Stäben systematisch in den Kreis metallkundlicher Studien einbezogen (FÖRSTER und KÖSTER). BENNEWITZ entdeckte und ZENER interpretierte den Zusammenhang zwischen dem Dekrement biegeschwingender Drähte und der Wärmeleitung. SNOEK fand den nach ihm benannten Effekt bei der inneren Dämpfung kohlenstoffhaltigen Eisens. Bei all diesen und vielen anschließenden Untersuchungen erwies sich als maßgebliche Größe der Quotient: Energieverlust bei einer zyklischen Deformation dividiert durch den gesamten Umsatz an elastischer Energie. Die Erkenntnis, daß diese Größe auch die Schallabsorption bestimmt, daß es sich hier also um Phänomene handelt, die in der Akustik nicht nur eine Parallele finden, sondern zum Teil — wie beim BENNEWITZ-

Effekt — schon weitgehend theoretisch behandelt waren, hat sich merkwürdig langsam durchgesetzt. Heute aber stehen Untersuchungen der Schallabsorption mit in der vordersten Front der Erforschung der — leitenden und nicht leitenden — Kristalle und last not least der makromolekularen Stoffe.

Ein neuer Bereich der Molekularakustik beginnt mit der Annäherung an die „DEBYE-Frequenz“, das heißt da, wo die Schallwellenlänge vergleichbar wird mit dem Molekülabstand. Für Gase ist diese Grenze — dank der Möglichkeit, Schallwellen noch bei extrem kleinen Drucken nachzuweisen — bereits weit überschritten (GREENSPAN, MEYER und SESSLER). Bei Festkörpern gelingt es in günstigen Fällen zwar, Schallwellen zu erzeugen, die vergleichbar sind mit der freien Weglänge der Leitungselektronen, wobei dann ganz neuartige „magneto-akustische“ Effekte auftreten; die eigentliche DEBYE-Frequenz liegt aber infolge der großen Schallgeschwindigkeit und der fast unveränderlichen Molekülabstände oberhalb 1000 GHz und ist — trotz hoffnungsvoller Ansätze in diesem Frequenzbereich — bei weitem noch nicht erreicht. Diese Lücke zu schließen wird die nächste große Aufgabe der Molekularakustik sein.

(Eingegangen am 16. Juni 1961.)

ÜBER DIE TEMPERATURABHÄNGIGKEIT SCHWINGUNGSDÄMPFENDER KUNSTSTOFFE

VON F. LINHARDT und H. OBERST

Farbwerke Hoechst AG, vormals Meister Lucius & Brüning, Frankfurt (Main)-Höchst

Herrn Prof. Dr. phil. M. Grützmaker zum 60. Geburtstag gewidmet

Zusammenfassung

Hochgedämpfte Blechkonstruktionen werden dadurch erzielt, daß man auf die Bleche dämpfende Beläge aufbringt oder Verbundblech-(Sandwich-)Anordnungen und ähnliche Systeme mit dämpfenden Zwischenschichten in den Konstruktionen verwendet. Die dabei benutzten hochwirksamen Dämpfungsmittel sind heute meist amorphe viskoelastische Kunststoffe ohne und mit Füllstoffzusätzen; sie lassen sich den bei den technischen Anwendungen gestellten Forderungen in bezug auf Lage und Breite der Temperaturbereiche optimaler Dämpfung anpassen.

Es hat sich gezeigt, daß die erreichbare Höhe der inneren Energieverluste im Dämpfungsmittel mit zunehmender Temperaturbandbreite abnimmt. Dieser Zusammenhang kann näherungsweise quantitativ formuliert werden mit Hilfe der physikalischen Gesetze, die das molekulare Verhalten der Hochpolymeren beherrschen:

$$\frac{E''_{\max}}{E_{\infty}} \Delta T \approx 6^\circ \text{K}, \quad \Delta T \text{ in } ^\circ \text{K};$$

E''_{\max} das Maximum des Verlustmoduls bei einer Frequenz des technisch interessierenden Bereichs — der Verlustmodul ist das Maß für die Energieverluste im Stoff —, E_{∞} der dynamische Elastizitätsmodul bei hohen Frequenzen (nahe gleich dem Modul im eingefrorenen Zustand der Stoffe), ΔT die Bandbreite (Halbwertsbreite) der Temperaturkurve des Verlustmoduls bei der gegebenen Frequenz.

Im Falle der Bleche mit dämpfendem Belag üblicher Dicken liefert diese Beziehung auch unmittelbar das Maß für die Abnahme der Dämpfung des kombinierten Systems mit zunehmender Bandbreite.

Summary

Highly damped sheet metal constructions are obtained by coating metal sheets with damping material or by sandwich or similar constructions. Most of the highly effective damping substances in use are amorphous viscoelastic plastics with or without filler; these substances are made to meet the technical requirements with respect to position and width of the temperature ranges with optimum damping.

The maximum energy dissipation is decreasing with increasing temperature band width. This relation is approximately described by

$$\frac{E''_{\max}}{E_{\infty}} \Delta T \approx 6^{\circ} \text{K}, \quad \Delta T \text{ in } ^{\circ} \text{K};$$

with E''_{\max} maximum of imaginary part of Young's modulus at an arbitrary frequency within the range of interest, E_{∞} Young's modulus at very high frequencies (almost equal to Young's modulus below the glass transition), ΔT half width of E'' as function of the temperature at a given frequency.

For sheet metal with damping coating of usual thickness this relation also describes the reduction of the damping of the combined system with increasing band width.

Sommaire

On peut réaliser des constructions en tôle avec un grand amortissement en mettant des couches amortissantes sur les tôles ou en utilisant des arrangements de tôles composés (sandwichs) ou des systèmes semblables avec des couches intermédiaires amortissantes. Les matières de grand amortissement utilisées pour cela sont aujourd'hui en général des matières plastiques amorphes et viscoélastique avec ou sans matières de charge; on peut les adapter aux exigences des applications techniques relative à la position et à la largeur des domaines de température d'amortissement optimum.

On a trouvé que la grandeur des pertes internes d'énergie dans la matière amortissante décroît avec l'augmentation de la largeur des domaines de température. Cette relation peut être approchée quantitativement à l'aide des lois physiques déterminant le comportement moléculaire des hauts polymères:

$$\frac{E''_{\max}}{E_{\infty}} \Delta T \approx 6^{\circ} \text{K}; \quad \Delta T \text{ en degrés K};$$

E''_{\max} étant le module maximum de dissipation qu'on obtient pour une fréquence dans le domaine qui est d'intérêt technique (le module de pertes donne une mesure pour les pertes d'énergie dans la matière considérée), E_{∞} étant le module d'élasticité dynamique pour des hautes fréquences (à peu près égal au module des matières en état de gel), ΔT la largeur de bande (moitié de l'énergie) de la courbe de température du module de pertes pour une fréquence donnée.

Cette relation donne aussi pour des tôles avec une couche amortissante d'épaisseur usuelle une mesure directe de la diminution de l'amortissement du système complexe avec l'augmentation de la largeur de bande.

1. Einleitung

Mit der zunehmenden technischen Bedeutung der Lärmbekämpfung sind die Ansprüche an die schwingungsdämpfenden Materialien, die man zur Minderung des Dröhnens von Metall-, insbesondere Blechkonstruktionen, zur Unterdrückung schädlicher Resonanzen und der Körperschall-Leitung verwendet, ständig gewachsen. Seit etwa einem Jahrzehnt wird an der Entwicklung dieser Werkstoffe systematisch gearbeitet; die Zeiten, in denen man hochwertige dämpfende Stoffe durch bloßes Probieren, das heißt durch Einmischen geeignet erscheinender Füllstoffe in irgendwelche zähe Bindemittel, zu erzielen suchte, dürften endgültig vorüber sein.

Am Anfang dieser Entwicklungen stand neben der Schaffung einer geeigneten Meßtechnik stets die Untersuchung der Frage, wie die dynamisch-elastischen Eigenschaften und besonders die Dämpfung der verschiedenen möglichen Anordnungen von Ble-

chen mit dämpfenden Schichten von den dynamisch-elastischen Eigenschaften der Dämpfungsstoffe und von den Abmessungen der kombinierten Systeme abhängen. Für die heute technisch gebräuchlichen Systeme sind diese Beziehungen theoretisch und experimentell geklärt. Dies gilt für Bleche mit ein- oder (seltener) doppelseitigem dämpfenden Belag ([1] bis [4]) — in diesem Falle werden bekanntlich die Dämpfungsstoffe meist als Entdröhnungsmittel bezeichnet — und auch für Blechanordnungen mit dämpfenden Zwischenschichten ([5] bis [8]). Dazu gehören sogenannte Verbundblech- oder Sandwich-Anordnungen, bei denen die dämpfende Schicht zwischen zwei gleich dicken äußeren Blechen oder Platten angebracht ist [5], [6], ferner Bleche, auf die eine dünne Metallfolie geklebt ist, wobei der Klebfilm gleichzeitig als dämpfende Schicht wirkt [7], und auch Mehrschichtanordnungen [8].

Grundsätzlich sind heute die Bedingungen bekannt, die die Dämpfungsstoffe erfüllen müssen,

wenn hohe Dämpfungen der kombinierten Systeme erreicht werden sollen, wenn auch die mathematischen Beziehungen zwischen den dynamisch-elastischen Eigenschaften der Systeme und der dämpfenden Materialien zum Teil außerordentlich kompliziert sind.

Als nächster Schritt der Entwicklung ist die Aufgabe gestellt, Dämpfungsstoffe zu finden oder herzustellen, die die gegebenen Forderungen in vorgeschriebenen Bereichen der Frequenz und der Temperatur erfüllen. Diese Bereiche können sehr unterschiedlich sein. Stoffe, die in Maschinenaggregaten bei hoher Betriebstemperatur noch wirksam sein sollen, müssen andere Eigenschaften haben als solche, die auf Wände von Fahrzeugen angewandt werden sollen, und noch wieder anders liegen beispielsweise die Bedingungen bei Düsenflugzeugen und Raketen (siehe dazu [9]).

Besonders schwierig ist die Einstellung der Dämpfungsstoffe auf hohe Wirksamkeit in Temperaturbereichen vorgeschriebener Lage und Breite. Die Lösung dieses Problems ist in den meisten Fällen durch Verwendung von Kunststoffen möglich, die auf Grund ihrer besonderen molekularen Eigenschaften für den gegebenen Anwendungszweck die am besten geeigneten, wenn nicht sogar die einzig möglichen Werkstoffe sind. Die Einstellung auf Temperaturbänder bestimmter Lage und Breite gelingt durch Mischung geeigneter hochpolymerer Stoffe, durch Copolymerisation richtig ausgewählter monomerer Stoffe und dergleichen [9].

Die Möglichkeit, bestimmte Kunststoffe durch passende Weichmachung, Füllung und dergleichen auf extrem hohe Dämpfung bei Raumtemperatur einzustellen, ist schon seit längerer Zeit bekannt; doch war die Temperaturbandbreite in diesen Fällen meist sehr klein, was hingenommen wurde ([10] bis [12]). Das Ziel war stets ein möglichst hohes Dämpfungsmaximum bei Raumtemperatur. Die erreichbare Höhe der Dämpfung ist nach oben begrenzt. An einer größeren Zahl von Dämpfungsstoffen verschiedener Temperaturbandbreite wurde nun gefunden, daß die Höhe mit zunehmender Bandbreite heruntergeht. Dieses Verhalten kann aus den physikalischen Gesetzen verstanden werden, die das molekulare Verhalten der Hochpolymeren beherrschen. Im folgenden werden quantitative Beziehungen zwischen der Höhe der inneren Energieverluste im hochpolymeren Stoff und der Frequenz- oder Temperaturbandbreite hergeleitet. Damit hat unter anderem der Konstrukteur ein wichtiges Hilfsmittel an der Hand, das es ihm erlaubt, bei der Planung gedämpfter Metallkonstruktionen vorherzuberechnen, welche Dämpfungen er bei vorgeschriebenen Bandbreiten günstigstenfalls erreichen kann.

2. Die Abhängigkeit der Höhe der inneren Dämpfung von der Frequenzbandbreite

Die hochpolymeren Stoffe, die als schwingungsdämpfende Werkstoffe in den oben angegebenen kombinierten Anordnungen von Blechen mit dämpfenden Schichten verwendet werden, sind stets überwiegend amorphe Stoffe im viskoelastischen Zustand des Temperaturbereichs oberhalb der Einfriertemperatur (in üblicher Definition [13], [14]). Unterhalb dieser Temperatur sind die Stoffe glasartig hart; oberhalb erweichen sie mit zunehmender Temperatur allmählich, ohne dabei in einem breiteren Übergangsgebiet den Charakter eines festen Stoffes zu verlieren. Die dynamischen Moduln als Maß für die Steifheit sinken dabei (bei gegebener Frequenz) mehr oder weniger steil über mehrere Zehnerpotenzen ihrer Werte ab, und die innere Dämpfung durchläuft extrem hohe Maxima, von denen bei den schwingungsdämpfenden Stoffen Gebrauch gemacht wird. Die Dämpfung beruht auf molekularen Relaxationsprozessen, die eine Phasenverschiebung zwischen der Deformation und der Spannung im Material zur Folge haben. Im vorliegenden Falle handelt es sich überwiegend um Relaxationsprozesse von Stücken der Hauptketten der hochpolymeren Moleküle; doch auch sekundäre Mechanismen, zum Beispiel in den Seitenketten, können zur Gesamtdämpfung beitragen.

Bei den Blechen mit einseitigem Belag wird dieser bei einer periodischen Biegeschwingung der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$ (f die Frequenz) — nur die Biegeschwingungen interessieren hier — im wesentlichen auf Dehnung beansprucht, und die dynamisch-elastischen Eigenschaften werden durch den komplexen Elastizitätsmodul $E^*(\omega) = E'(\omega) + jE''(\omega)$ beschrieben, E' der dynamische Elastizitätsmodul, E'' der Verlustmodul. Bei den Verbundblech-Anordnungen überwiegt die Schubbeanspruchung der dämpfenden Zwischenschicht, und die maßgebende Kenngröße des Dämpfungsstoffes ist der komplexe Schubmodul. Beide komplexe Moduln sind im vorliegenden Falle angenähert proportional, und es genügt, im folgenden nur einen von ihnen heranzuziehen.

Die inneren Energieverluste im Dämpfungsstoff bei zeitlich sinusförmiger Dehnbeanspruchung sind gegeben durch die Beziehung

$$N = \frac{1}{2} \omega E'' \varepsilon_{\max}^2. \quad (1)$$

N ist die Verlustleistung je Volumeneinheit der Stoffe, ε_{\max} der Scheitelwert der Dehnung bei der Schwingung. Eine analoge Beziehung gilt für Schubbeanspruchung. Der Verlustmodul ist also das Maß für die Verluste im Dämpfungsstoff; mit anderen Worten, um mit einem Kunststoff eine wirksame

mechanische Dämpfung zu erreichen, muß der Verlustmodul des verwendeten Materials eine gewisse Höhe überschreiten. Demgemäß soll im Rahmen dieser Arbeit eine Beziehung zwischen dem Maximum E''_{\max} im Dämpfungsbereich der Stoffe und der Frequenz- oder der Temperaturbandbreite ermittelt werden.

Wie weit die Dämpfungseigenschaften des Kunststoffes bei dem jeweils benutzten Verfahren ausgenutzt werden, hängt von der Art der Konstruktion ab und ist deshalb stets gesondert zu prüfen. Bei Blechen mit Belägen liegen die Bedingungen noch einfach. Bei den gebräuchlichen Dickenverhältnissen ist der resultierende Verlustfaktor etwa proportional dem Wert E'' des Kunststoffes. Die im folgenden herausgearbeiteten Zusammenhänge bestimmen daher näherungsweise auch die Abhängigkeit des Verlustfaktors des Systems Blech mit Belag von den Bandbreiten. Dagegen ist im allgemeinen, wie bei den Sandwich-Platten besonders anschaulich der Arbeit von KURTZE [5] zu entnehmen ist, auch der Elastizitätsmodul des Kunststoffes ein wichtiger Parameter. Dieser legt zusammen mit den übrigen Parametern fest, wie weit die Dämpfungseigenschaften des Kunststoffes ausgenutzt werden. Es bleibt jedoch stets die notwendige Bedingung bestehen, daß die inneren Energieverluste hoch sein müssen, wenn hohe Dämpfungen der kombinierten Systeme erreicht werden sollen. Demgemäß sind die im folgenden abgeleiteten Beziehungen von allgemeiner Bedeutung.

Die Abhängigkeit des komplexen Elastizitätsmoduls $E^*(\omega)$ und seiner Komponenten $E'(\omega)$ und $E''(\omega)$ von der Kreisfrequenz ω läßt sich stets formal mit Hilfe einer Verteilungsfunktion, des sogenannten Relaxationsspektrums, als Integral über die Relaxationszeiten darstellen. Man nimmt dabei modellmäßig an, daß relaxierende Mechanismen mit kontinuierlicher Verteilung der Relaxationszeiten vorhanden sind, deren Beiträge zur Gesamtspannung im Probekörper sich linear superponieren. In gebräuchlicher Darstellung gelten für $E'(\omega)$ und $E''(\omega)$ die folgenden Integrale [13], [14] (siehe auch [15]):

$$E'(\omega) = \int_0^{\infty} H(\tau) \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \frac{d\tau}{\tau}, \quad (2)$$

$$E''(\omega) = \int_0^{\infty} H(\tau) \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \frac{d\tau}{\tau}. \quad (3)$$

$H(\tau)$ ist die Verteilungsfunktion, welche die Höhe der Beiträge der Relaxationsmechanismen in den verschiedenen Bereichen von τ zu den Moduln festlegt.

$E'(\omega)$ wächst mit zunehmender Kreisfrequenz monoton an und nähert sich einem Grenzwert E_{∞} ; dieser wird erreicht, wenn die periodischen Deformationswechsel so schnell vor sich gehen, daß die relaxierenden Mechanismen nicht mehr folgen können. Der Stoff wird dann dynamisch hart wie im Glaszustand, und E_{∞} kann angenähert gleich dem Modul E_g im Glaszustand gesetzt werden; eine gewisse Temperaturabhängigkeit von E_g kann hier außer acht bleiben. Von dieser Beziehung zwischen E_{∞} und E_g wird im folgenden Gebrauch gemacht.

Die Änderungen des Verlustmoduls $E''(\omega)$ mit ω , der mit zunehmender Kreisfrequenz ω einen mehr oder weniger breiten Bereich hoher Werte durchläuft, gehen bei den Hochpolymeren so langsam vor sich, daß man in brauchbarer Näherung setzen kann [13]:

$$E''(\omega) = \frac{\pi}{2} H(\tau) \big|_{\tau=1/\omega}. \quad (4)$$

Bis auf den konstanten Faktor $\pi/2$ verläuft also $E''(\omega)$ mit ω so wie das Relaxationsspektrum $H(\tau)$, wenn man darin $\tau = 1/\omega$ setzt.

Die Breite des Bereichs hoher Werte der Frequenzkurve von E'' umfaßt gegebenenfalls viele Zehnerpotenzen der Frequenz. Mit einem einzigen Meßverfahren kann E'' nicht in so großen Bereichen gemessen werden. Man macht deshalb oftmals von der Methode der „reduzierten Variablen“ Gebrauch, wenn man einen Überblick über die Frequenzabhängigkeit der dynamisch-elastischen Kenngrößen in großen Frequenzintervallen gewinnen will [13], [14]. Über eine große Zahl von Stoffen, wie sie im vorliegenden Falle untersucht wurden, ist ein so aufwendiges Verfahren praktisch kaum durchführbar. Für die folgenden Überlegungen ist die Bestimmung der Frequenzkurven von E'' der untersuchten Stoffe in breiten Bereichen, wie gezeigt werden soll, auch nicht erforderlich.

Bei den hochpolymeren Dämpfungstoffen wird im allgemeinen ein Relaxationsspektrum und damit eine Frequenzkurve von E'' mit möglichst glattem Verlauf und allmählichem Abfall der Kurven oberhalb und unterhalb des Maximums bei vorgeschriebener Breite des Spektrums angestrebt. Mit Rücksicht auf die großen Frequenzbereiche werden die dynamisch-elastischen Kenngrößen stets in Abhängigkeit vom Logarithmus der Frequenz dargestellt. Wenn man als Bezugsfrequenz die Frequenz f_m des Maximums E'_{\max} des Verlustmoduls wählt, erhält man den in Bild 1 schematisch wiedergegebenen Verlauf von E'' mit $\lg(f/f_m)$; E'' soll darin in linearer Skala aufgetragen sein.

In Bild 1 ist die Halbwertsbreite $\Delta \lg(f/f_m)$ der Frequenzkurve von E'' eingetragen; sie ist in üblicher Weise definiert als der Abstand der beiden

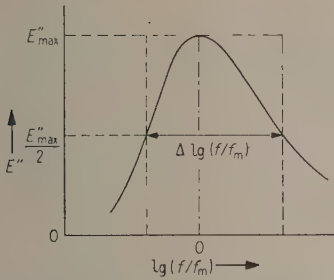


Bild 1. Schematischer Verlauf des Verlustmoduls E'' (in linearer Skala) mit $\lg(f/f_m)$ bei gegebener Temperatur; f_m die Frequenz des Maximums von E'' , $\Delta \lg(f/f_m)$ die Frequenzbandbreite.

Werte von $\lg(f/f_m)$, bei denen E'' auf den beiden Ästen der E'' -Kurve oberhalb und unterhalb des Maximums auf die Hälfte des Wertes E''_{\max} abgesunken ist. Gesucht ist eine Beziehung zwischen E''_{\max} und $\Delta \lg(f/f_m)$, die im folgenden als Frequenzbandbreitenbedingung bezeichnet wird. Man kommt auf sie, wenn man vom Inhalt der Fläche in Bild 1 ausgeht, die nach oben durch die E'' -Kurve und nach unten durch die Abszissenachse begrenzt ist. Der Inhalt ist gleich dem Integral.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E''(\omega) d \lg(\omega/\omega_m) = \lg e \int_0^{+\infty} E''(\omega) \frac{d\omega}{\omega}.$$

Setzt man unter dem letzten Integral für $E''(\omega)$ das Integral nach Gl. (3) ein und berücksichtigt, daß

$$\int_0^{\infty} H(\tau) \frac{d\tau}{\tau} = E_{\infty}$$

ist, erhält man für den Flächeninhalt den Ausdruck

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E''(\omega) d \lg(\omega/\omega_m) = \frac{\pi}{2} \lg e E_{\infty}. \quad (5)$$

Es soll nun angenommen werden, daß man in hier brauchbarer Näherung den Inhalt der Fläche durch den des in Bild 1 eingezeichneten Rechtecks der Höhe E''_{\max} und der Breite $\Delta \lg(f/f_m)$ ersetzen kann; die Berechtigung dieser Annahme wird im Abschnitt 4 an Hand der bei gegebener Frequenz gemessenen Temperaturkurven von E'' diskutiert. Man erhält dann aus Gl. (5) die gesuchte Frequenzbandbreitenbedingung

$$\frac{E''_{\max}}{E_{\infty}} \Delta \lg(f/f_m) \approx \frac{\pi}{2} \lg e \approx 0,68. \quad (6)$$

Das normierte, das heißt auf E_{∞} bezogene Verlustmodulmaximum nimmt danach umgekehrt proportional mit wachsender Frequenzbandbreite ab. Der Proportionalitätsfaktor ergibt sich aus den Spektraldarstellungen von $E'(\omega)$ und $E''(\omega)$.

3. Die Abhängigkeit der Höhe der inneren Dämpfung von der Temperaturbandbreite

Bisher war nur von der Frequenzabhängigkeit des Verlustmoduls bei gegebener Temperatur die Rede. Aus der für die Frequenz gültigen Bandbreitenbedingung Gl. (6) läßt sich eine entsprechende für die Temperatur bei gegebener Frequenz näherungsweise ableiten. Frequenz- und Temperaturabhängigkeit hängen zusammen. Mit wachsender Temperatur werden die Relaxationsmechanismen beweglicher, das Relaxationsspektrum verschiebt sich nach kürzeren Zeiten, und damit verlagern sich die Frequenzkurven der dynamisch-elastischen Kenngrößen, insbesondere des Verlustmoduls, nach höheren Frequenzen. Diese Änderungen gehorchen reaktionskinetischen Gesetzen. Sie werden in der Regel beschrieben durch die Arrheniusgleichung [13]; in dieser ist jedoch die „scheinbare Aktivierungsenergie“ eine Temperaturfunktion, die nicht von vornherein bekannt ist. Eine halbempirische Beziehung, die für den vorliegenden Zweck brauchbar ist, haben FERRY und seine Mitarbeiter LANDEL und WILLIAMS für homopolymere Stoffe mit verhältnismäßig einfacher Struktur der monomeren Einheit bestimmt (WLF-Funktion [16]):

$$\lg \frac{\omega}{\omega_s} = 8,86 \frac{T - T_s}{101,6 + (T - T_s)} \quad (7)$$

T ist die absolute Temperatur in Kelvin-Graden, T_s eine Bezugstemperatur, ω_s die Kreisfrequenz der bei der Temperatur T_s gemessenen dynamisch-elastischen Kenngrößen. Gl. (7) gilt für den Übergangsbereich oberhalb der Einfriertemperatur, und zwar in einer Umgebung von etwa $\pm 50^\circ \text{K}$ um die Bezugstemperatur; T_s liegt etwa 50°K oberhalb der Einfriertemperatur. Die Gleichung erlaubt die Bestimmung der Kreisfrequenz ω , nach der sich eine bei einer Kreisfrequenz ω_s und der Temperatur T_s gemessene Kenngröße verlagert, wenn die Temperatur von T_s nach T übergeht, das heißt sie beherrscht die Verschiebung der Frequenzkurven der Kenngrößen nach höheren oder tieferen Frequenzen mit den Änderungen der Temperatur. Mit dem Gültigkeitsbereich der WLF-Funktion ist auch der Temperaturbereich gegeben, in dem die Temperaturbandbreiten der schwingungsdämpfenden Stoffe abgeschätzt werden können.

Die WLF-Funktion wurde für Homopolymere wie Polyisobutyl, Polyvinylacetat, Polymethacrylate usw. erprobt, das heißt für Stoffe mit einem Relaxationsspektrum verhältnismäßig kleiner Bandbreite. Sie soll hier versuchsweise auch auf Stoffe mit größerer Bandbreite angewandt werden. In den hochpolymeren Stoffen mit hoher dämpfender Wirkung in einem breiten Temperaturbereich wird die Erwei-

terung des Temperaturbandes durch eine Verbreiterung des Relaxationsspektrums erreicht. Die Relaxationsmechanismen sind in solchen Stoffen nicht mehr einheitlich wie bei den Homopolymeren; es sind stets molekulare Mechanismen mit verschiedenen Einfriertemperaturen vorhanden, die über einen mehr oder weniger breiten Temperaturbereich verteilt sind. Mechanismen mit tieferer Einfriertemperatur haben im allgemeinen eine kleinere Aktivierungsenergie als solche mit höherer, und ihre Relaxationsspektren verschieben sich langsamer mit zunehmender Temperatur nach kürzeren Zeiten als die der Mechanismen mit höherer Einfriertemperatur. Die Spektren der „Breitband-Stoffe“ werden sich demgemäß mit zunehmender Temperatur etwas „verformen“, und als weitere Folge wird sich die WLF-Gleichung für diese Materialien etwas modifizieren. Diese Modifikationen dürften sich an Hand der angeführten Gesetzmäßigkeiten quantitativ ermitteln lassen; bei den hier vorliegenden mehr qualitativen Abschätzungen soll jedoch darauf verzichtet und die WLF-Gleichung (7) auch für Breitbandstoffe als brauchbare Näherung angenommen werden. Die Berechtigung dieser Annahme ergibt sich bei der experimentellen Prüfung der auf der gegebenen Basis berechneten Beziehung zwischen der Temperaturbandbreite und der erreichbaren maximalen Höhe des Verlustmoduls E'' an einer größeren Zahl von Stoffen (siehe Abschnitt 4).

Es ist üblich, bei der Prüfung der Entdröhnungsmittel als Bezugsfrequenz 200 Hz zu wählen, die etwa als Schwerpunkt des Dröhnbereichs bei Kraftfahrzeugen anzusehen ist. Demgemäß werden im folgenden die Temperaturkurven des Verlustmoduls bei der Bezugsfrequenz $f_r = 200$ Hz verglichen. Die Verschiebung dieser Kurven mit der Frequenz nach höheren oder tieferen Temperaturen ist ebenfalls durch Gl. (7) bestimmt.

Das Maximum der Temperaturkurve des Verlustmoduls E'' liegt für 200 Hz erfahrungsgemäß bei einer Temperatur T_r , die etwa 20 bis 30 °K unterhalb der Bezugstemperatur T_s liegt; dieser an einer Reihe von Stoffen experimentell festgestellte Zusammenhang (vergleiche zum Beispiel [14]) konnte an später untersuchten Stoffen immer wieder bestätigt werden. Eine genauere Festlegung von T_r ist nicht möglich, für den vorliegenden Zweck aber auch nicht erforderlich (vergleiche Abschnitt 4). Die bei der Temperatur T_r gemessene Frequenzkurve von $E''(\omega)$ hat ihr Maximum bei ω_r . Mit Hilfe der WLF-Funktion kann man aus dieser Kurve die Temperaturkurve $E''(T)$ für die Frequenz f_r näherungsweise berechnen und umgekehrt.

In Bild 2 a ist die Beziehung zwischen $\lg(\omega/\omega_s)$ und $T - T_s$ nach der WLF-Funktion graphisch dargestellt. Durch Transformation gewinnt man daraus

die Kurvendarstellung des Bildes 2 b, mit deren Hilfe die Umrechnung in einfacher Weise möglich ist. Unter ω ist in Bild 2 b die variable Kreisfrequenz in der Frequenzkurve des Verlustmoduls $E''(\omega)$ bei der Temperatur T_r zu verstehen; zu einem Wert $E''(\omega)$ dieser Kurve gehört in der Temperaturkurve $E''(T)$ für die Kreisfrequenz ω_r die Temperatur T , die sich aus der Kurve des Bildes 2 b ergibt.

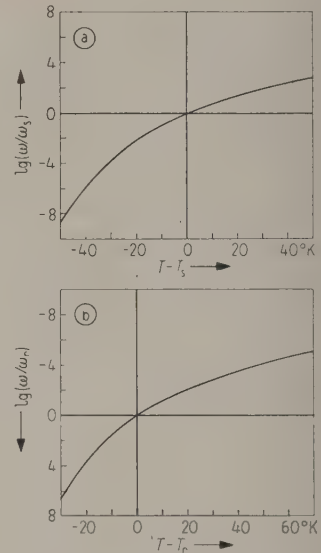


Bild 2. (a) WLF-Funktion (nach WILLIAMS, LANDEL und FERRY);

(b) WLF-Funktion transformiert;
 T_r die Temperatur des E'' -Maximums für
 $\omega_r = 2 \pi f_r$, $f_r = 200$ Hz.

Die Temperaturkurven von E'' im Übergangsbereich oberhalb der Einfriertemperatur bei gegebener Frequenz können verhältnismäßig leicht gemessen werden. Die im Abschnitt 4 wiedergegebenen $E''(T)$ -Kurven wurden mit der Biegewellenmethode bestimmt (vergleiche [9]). Von ihnen kann man rückwärts in der angegebenen Weise über die WLF-Funktion (Bild 2 b) auf den Verlauf der $E''(\omega)$ -Kurven bei gegebener Temperatur schließen, allerdings nur in einem begrenzten Frequenzbereich, der dem Übergangsbereich entspricht.

Im Abschnitt 4 wird an Hand von Beispielen gemessener $E''(T)$ -Kurven gezeigt, daß es berechtigt erscheint, in der gleichen Weise, wie es schon bei den Frequenzkurven geschehen ist (vergleiche Bild 1), den Inhalt der von der $E''(T)$ -Kurve und der Abszissenachse begrenzten Fläche näherungsweise durch den Inhalt eines Rechtecks mit der Höhe E''_{\max} und der Breite ΔT zu ersetzen. Dabei ist ΔT die Temperaturbandbreite, die definiert ist als die Halbwertsbreite der Temperaturkurve $E''(T)$. An Hand

der aus der WLF-Funktion hervorgegangenen Kurvendarstellung in Bild 2 b kann man dann eine Beziehung zwischen ΔT für die bei der Bezugsfrequenz f_r gemessene Temperaturkurve und der Halbwertsbreite $\Delta \lg(f/f_r)$ der Frequenzkurve bei der Temperatur T_r herstellen. Mit dieser Beziehung ergibt sich aus der Frequenzbandbreitenbedingung (6), wenn man dort $f_m = f_r$ setzt, die entsprechende Temperaturbandbreitenbedingung.

Nimmt man Symmetrie der Frequenzkurven von E'' bei der gegebenen Temperatur T_r an, erhält man aus Bild 2 b die leicht gekrümmte Kurve I in Bild 3, die die Abhängigkeit der Bandbreite ΔT der Temperaturkurve für $f_r = 200$ Hz von der Bandbreite $\Delta \lg(f/f_r)$ der Frequenzkurve E'' für T_r bestimmt. Nimmt man Symmetrie der Temperaturkurven bei gegebener Frequenz f_r an, erhält man Kurve II in Bild 3. Nach diesem Kurvenbilde macht man keinen

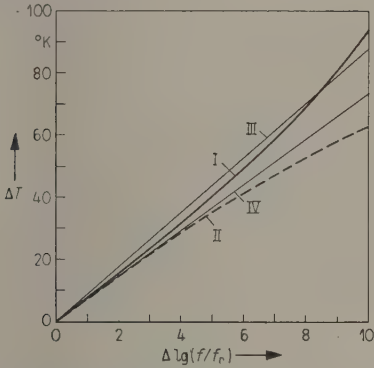


Bild 3. Abhängigkeit der Bandbreite ΔT der Temperaturkurven des Verlustmoduls E'' für die Bezugsfrequenz $f_r = 200$ Hz von der Bandbreite $\Delta \lg(f/f_r)$ der Frequenzkurven von E'' bei der Bezugstemperatur T_r ; Kurve I nach Bild 2 b für symmetrische Frequenzkurven; Kurve II nach Bild 2 b für symmetrische Temperaturkurven; Geraden III und IV als Näherungskurven bei Annahme von Proportionalität zwischen ΔT und $\Delta \lg(f/f_r)$.

großen Fehler, wenn man die gekrümmten Kurven durch gerade Linien ersetzt und Proportionalität zwischen der Temperatur- und der Frequenzbandbreite annimmt; für die vorliegenden Abschätzungen genügt diese vereinfachende Darstellung.

Der Proportionalitätsfaktor kann nicht genau festgelegt werden; man kann jedoch das Intervall, in dem er zu suchen ist, verhältnismäßig eng eingrenzen. Die beiden Geraden in Bild 3 bestimmen etwa den Bereich der wahrscheinlichsten Lage des Faktors; verschiedene Gründe legen diese Eingrenzung nahe (vergleiche Abschnitt 4). Wenn man von der Forderung ausgeht, daß das Relaxationsspektrum und damit die Frequenzkurve von E'' möglichst

symmetrisch in bezug auf das Maximum verlaufen sollen, wird man etwa die obere Gerade III zur Bestimmung des Proportionalitätsfaktors heranziehen haben. Man erhält dann aus der Frequenzbandbreitenbedingung (6) die gesuchte Bedingung für die Temperaturbreite:

$$\frac{E''_{\max}}{E_{\infty}} \Delta T \approx 6,0 \text{ } ^\circ\text{K.} \quad (8)$$

Der unteren Geraden IV in Bild 3 würde die Konstante 5,0 (statt 6,0) entsprechen.

Mit den experimentellen Ergebnissen des folgenden Abschnitts wird die Temperaturbandbreitenbedingung überprüft.

4. Experimentelle Grundlagen der Temperaturbandbreitenbedingung

In Bild 4 ist eine Zahl gemessener $E''(T)$ -Kurven unterschiedlicher Temperaturbandbreite ΔT in Abhängigkeit von der Temperatur bei der Frequenz 200 Hz wiedergegeben (vergleiche [9]). E'' ist hier in logarithmischer Skala dargestellt.

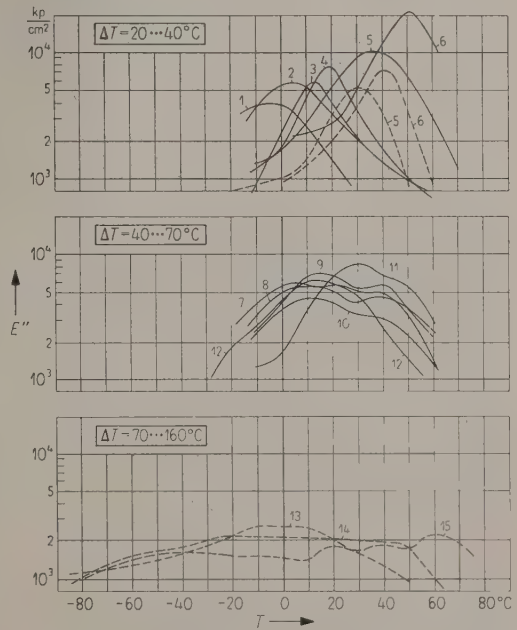


Bild 4. Verlustmodell E'' von Dämpfungsstoffen unterschiedlicher Temperaturbandbreite in Abhängigkeit von der Temperatur für 200 Hz — — — ungefüllt, — mit Vermiculit gefüllt.

Die Kurven in Bild 4 oben mit Werten ΔT zwischen $20 \text{ } ^\circ\text{C}$ und $40 \text{ } ^\circ\text{C}$ sind als Kurven von „Schmalband-Materialien“ anzusprechen. Die Stoffe mit den kleinsten Bandbreiten $\Delta T \approx 22 \text{ } ^\circ\text{C}$, gekennzeichnet

durch die Ziffern 4 und 6, gehören zu Homopolymeren (Polyvinylpropionat und -acetat) mit einheitlichen monomeren Bausteinen verhältnismäßig einfacher Struktur. Die diesen kleinsten Temperaturbandbreiten entsprechenden Frequenzbandbreiten sind schon verhältnismäßig groß im Vergleich zur Frequenzbandbreite eines hypothetischen Stoffes mit einer einzigen, scharf definierten Relaxationszeit; alle hochpolymeren Dämpfungsstoffe haben Bandbreiten von mehreren Zehnerpotenzen der Frequenz, so daß die technischen Forderungen bezüglich der Frequenzbandbreite meist verhältnismäßig leicht zu erfüllen sind.

In der Mitte des Bildes 4 sind E'' -Kurven von Stoffen größerer Temperaturbandbreite dargestellt, die durch Abmischung von Stoffen mit kleiner Bandbreite (Bild 4 oben) oder durch Copolymerisation geeigneter monomerer Komponenten hergestellt sind. Besonders die E'' -Kurven der durch Abmischung gewonnenen Breitbandstoffe weisen eine gewisse Welligkeit auf, zum Beispiel die mit 9 gekennzeichnete Kurve. An den Flanken fallen die Kurven mehr oder weniger steil ab.

In Bild 4 unten sind Kurven extrem großer Bandbreiten wiedergegeben. Diese wurden erzielt durch

Abmischung von Copolymerisaten, die selbst schon große Bandbreiten aufweisen. Damit sind in Bild 4 Dämpfungsstoffe des gesamten technisch in Frage kommenden Bandbreitenbereichs vertreten.

In Bild 5 sind die Temperaturkurven des normierten Verlustmoduls E''/E_∞ von zwei charakteristischen Dämpfungsstoffen mittlerer Temperaturbandbreite wiedergegeben, die auch in Bild 4 vertreten sind (Kurven 9 und 12); E''/E_∞ ist hier in linearer Skala dargestellt. In die Abbildungen sind die dem Rechteck in Bild 1 entsprechenden Rechtecke mit der Höhe E''_{\max}/E_∞ und der Breite ΔT eingezeichnet. Ihr Inhalt ist mit dem der Flächen, die von den E''/E_∞ -Kurven und der Abszissenachse begrenzt werden, zu vergleichen.

Die beiden Abbildungen bestätigen, daß die Inhalte der Flächen unter den Meßkurven näherungsweise den Rechteckflächen gleichgesetzt werden können. Allerdings fehlt zu einer genaueren Beurteilung der Verlauf der Temperaturkurven außerhalb des Meßbereichs. Es ist nicht gesagt, daß die Kurven an den Flanken weiter monoton abfallen. Nebenmaxima sind möglich, besonders auch im Bereich des eingefrorenen Zustands; doch werden diese bei den amorphen Dämpfungsstoffen, bei denen meist ein hoher und breiter Maximalbereich von E'' angestrebt wird, im allgemeinen im Vergleich zum Hauptmaximum niedrig sein. Immerhin können sie die gesuchte Bandbreitenbeziehung etwas modifizieren. Hier soll davon abgesehen und angenommen werden, daß ausreichend genau der Inhalt der Rechteckflächen gleich dem der von den Kurven und der Abszissenachse begrenzten Flächen ist.

Die Frequenzkurven von E''/E_∞ bei gegebener Temperatur T_r ähneln den entsprechenden Temperaturkurven bei gegebener Frequenz f_r insofern, als sie die entsprechenden Züge des Verlaufs, insbesondere eine ähnliche Welligkeit aufweisen. Im wesentlichen unterscheiden sie sich von den Temperaturkurven nur durch eine bestimmte Verzerrung in Abszissenrichtung, die im Übergangsbereich durch die WLF-Funktion (Bild 2b) gegeben ist. Man kann danach auf die Frequenzkurven die gleichen Überlegungen wie auf die Temperaturkurven anwenden. Damit ist auch die Berechtigung der Annahme, daß der durch das Integral in Gl. (5) gegebene Flächeninhalt näherungsweise gleich dem Inhalt $E''_{\max} \Delta \lg(f/f_m)$ der entsprechenden Rechteckfläche (Bild 1) ist, eingehender begründet.

Die Bandbreitenbeziehung (8) kann experimentell mit Hilfe der $E''(T)$ -Kurven des Bildes 4 geprüft werden. Diesen Kurven können die Größen E''_{\max} und ΔT sofort entnommen werden. Dagegen wurde der „Glasmodul“ E_g , der näherungsweise gleich E_∞ gesetzt werden sollte (vergleiche Abschnitt 2), nur in Einzelfällen ermittelt; seine Bestimmung erfordert

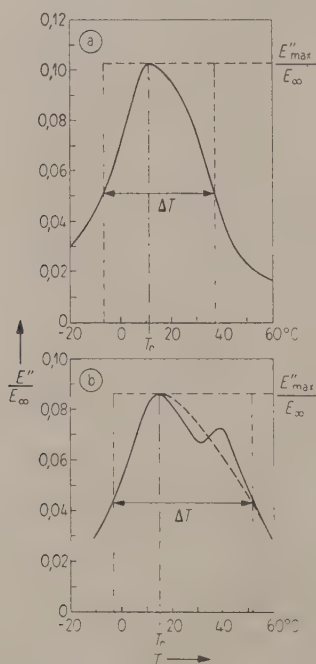


Bild 5. Temperaturkurven des normierten Verlustmoduls E''/E_∞ für die Bezugsfrequenz $f_r = 200$ Hz.

- (a) für ein Copolymerisat (Kurve 12 in Bild 4);
 $E_\infty \approx E_g \approx 6,0 \cdot 10^4$ kp/cm²;
- (b) für einen Mischstoff (Kurve 9 in Bild 4);
 $E_\infty \approx E_g \approx 8,0 \cdot 10^4$ kp/cm²;
 ΔT die Temperaturbandbreite (Halbwertsbreite der Kurven).

Messungen von E' im Bereich tiefer Temperaturen. Man weiß jedoch ziemlich genau, in welchem Bereich E_g zu suchen ist. Deshalb wurde für die Prüfung der folgende Weg gewählt.

In Bild 6 ist das Verlustmodulmaximum E''_{\max} über der Temperaturbandbreite ΔT in doppeltlogarithmischer Darstellung für die in Bild 3 vertretenen Stoffe und noch einige weitere aufgetragen. Die eingezeichneten Geraden mit verschiedenen Parameterwerten E_{∞} entsprechen der Beziehung (8).

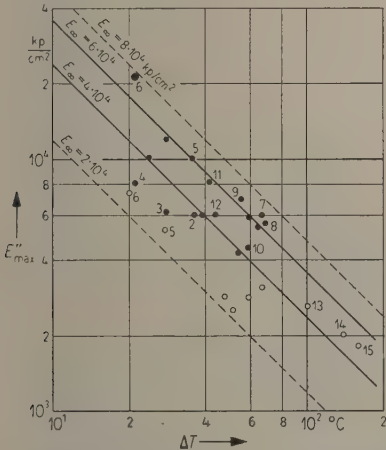


Bild 6. Verlustmodulmaxima E''_{\max} in Abhängigkeit von der Temperaturbandbreite ΔT für die Bezugshäufigkeit $f_r = 200$ Hz; Parameter E_{∞} der dynamischen Elastizitätsmodul bei hohen Frequenzen; $E_{\infty} \approx E_g$, E_g der Modul im Glaszustand der Stoffe;
○ ungefüllte Stoffe,
● mit Vermiculit gefüllte Stoffe.

Der Glasmodul E_g ungefüllter Kunststoffe liegt im allgemeinen in einem eng begrenzten Bereich zwischen 4 und $6 \cdot 10^4$ kp/cm². Die Proben der ungefüllten Stoffe mit Bandbreiten $\Delta T < 70$ °C sind aus der wässrigen Dispersion hergestellt und deshalb nicht ganz blasenfrei; ihr Modul E_g ist deshalb etwas kleiner, liegt aber kaum unter $2 \cdot 10^4$ kp/cm². Der Füllstoff Vermiculit (expandiertes Tonmineral) in den gefüllten Proben erhöht stets den dynamischen Elastizitätsmodul im Übergangsbereich. Wie er sich auf E_g auswirkt, hängt von der Art der Einmischung, vom Bindemittel und dergleichen ab; er kann gegebenenfalls den gefüllten Stoff schon im Glaszustand etwas versteifen, muß dies aber nicht notwendig tun. Als obere Grenze für E_g der mit Vermiculit gefüllten Stoffe kann etwa $8 \cdot 10^4$ kp/cm² angenommen werden (vergleiche [9]).

Die ausgezogenen Geraden für $E_{\infty} = 4$ und $6 \cdot 10^4$ kp/cm² in Bild 6 begrenzen den Bereich, in dem die Meßpunkte im Falle der Brauchbarkeit der Bandbreitenbedingung (8) im allgemeinen zu erwarten sein sollten; die gestrichelten Geraden für

$E_{\infty} = 2$ und $8 \cdot 10^4$ kp/cm² begrenzen den Streubereich bei den angeführten besonderen Umständen. Tatsächlich entsprechen die Werte E_g , die man aus Bild 6 abliest, näherungsweise den Erwartungen.

Wenn man in Gl. (8) den Wert der Konstanten auf der rechten Seite durch einen benachbarten ersetzt, verschieben sich die Geraden parallel in Ordinatendrichtung. Für den Zahlenwert 5 würden die der Abbildung zu entnehmenden E_g -Werte immer noch den Erwartungen entsprechend liegen (für die Stoffe 9 und 12 würden sie noch besser zu den Meßwerten E_g passen; vergleiche Bild 4), nicht jedoch mehr für die Zahlenwerte 4 oder 7.

Bild 6 bestätigt demnach die Brauchbarkeit der unter verschiedenen Unsicherheiten und vereinfachenden Annahmen abgeleiteten Bandbreitenbedingung (8), und sie erlaubt darüber hinaus eine verhältnismäßig enge Eingrenzung der Konstanten auf der rechten Seite der Gleichung. Die beiden Geraden in Bild 3 entsprechen diesen Grenzen.

Gl. (8) gilt für die Bezugshäufigkeit $f_r = 200$ Hz. Für höhere Bezugshäufigkeiten rückt auch die Bezugstemperatur T_r nach höheren Temperaturen und ein dem obigen Gedankengang entsprechender führt auf einen höheren Wert der Konstanten auf der rechten Seite der Gl. (8). Beispielsweise für $f_r = 2000$ Hz kommt man etwa auf den Zahlenwert 7, doch ist auch 6 noch brauchbar. Man kann demnach abschließend feststellen, daß die Zahlenwertgleichung (8) mit dem Wert 6 zur Abschätzung der maximal erreichbaren Energieverluste in den Dämpfungsstoffen in Abhängigkeit von der Temperaturbandbreite für den ganzen technisch interessierenden Frequenzbereich genügt. Sie dürfte für die Dämpfungsstoffe auf Kunststoffbasis, auch gefüllte, so lange brauchbar bleiben, wie die WLF-Funktion noch als näherungsweise für die Stoffe gültig angesehen werden kann.

Die Verfasser sind Herrn Dr. L. BOHN für eingehende Diskussionen über die hier behandelten Probleme zu Dank verpflichtet.

(Eingegangen am 30. Juni 1961.)

Schrifttum

[1] LIENARD, P., *Rech. aéro* **20** [1951], 11; *Ann. Télécomm.* **12** [1957], 359.
[2] OBERST, H. und FRANKENFELD, K., *Acustica* **2** [1952], AB 181.
[3] VAN OORT, W. P., *Microtechnic*, Vol. VII, Nr. 5 [1952], 246.
[4] SCHWARZL, F., *Acustica* **8** [1958], 164.
[5] KURTZE, G. und WATERS, B. G., *J. Acoust. Soc. Amer.* **31** [1959], 739.
[6] ROSS, D., UNGAR, E. E. und KERWIN JR., E. M., in „Structural Damping“, *Papers ASME-Colloqu.* Atlantic City, N. J., 1959, hrsg. von J. E. Ruzicka, S. 49, *Am. Soc. Mech. Engrs.*, New York 1959.

- [7] KERWIN JR., E. M., J. Acoust. Soc. Amer. **31** [1959], 952.
- [8] NAUMKIN, N. I., TARTAKOWSKIJ, B. D. und EFRUSSI, M. M., J. Akust. UdSSR **5**, Ausg. 2 [1959], 196.
- [9] OBERST, H., BOHN, L. und LINHARDT, F., Schwingungsdämpfende Kunststoffe in der Lärmbekämpfung. Kunststoffe **51** [1961], 495.
- [10] OBERST, H., BECKER, G. W. und FRANKENFELD, K., Acustica **4** [1954], 433.
- [11] OBERST, H., VDI-Ber. **8** [1956], 100; Acustica **6** [1956], 144.
- [12] THURN, H., Kunststoffe **50** [1960], 606.
- [13] STUART, H. A., Die Physik der Hochpolymeren. Bd. IV, Springer-Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg 1956; 1. Kap. A. J. Staverman und F. Schwarzl, Linear Deformation Behaviour of High Polymers.
- [14] BECKER, G. W., Kolloid-Z. **140** [1955], 1.
- [15] OBERST, H., Akustische Meßmethoden in Kunststoff-Forschung, -Prüfung und -Entwicklung. Proc. III. Intern. Kongreß f. Akustik, Stuttgart 1959, erscheint in Elsevier Publish. Comp. Amsterdam/London/New York.
- [16] WILLIAMS, M. L., LANDEL, R. F. und FERRY, J. D., J. Amer. Chem. Soc. **77** [1955], 3701.

ÜBER DAS DYNAMISCH-ELASTISCHE VERHALTEN GEFÜLLTER KAUSCHUK-VULKANISATE

von G. W. BECKER

Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig

Herrn Prof. Dr. phil. M. Grützmaker zum 60. Geburtstag gewidmet

Zusammenfassung

An einer Reihe von Vulkanisaten aus reinem Naturkautschuk mit den Füllstoffen Bariumsulfat und Titandioxyd wurden der dynamische Elastizitätsmodul und der zugehörige Verlustfaktor im Frequenzbereich von etwa 20 bis 2000 Hz bei Raumtemperatur aus dem Biegeschwungsverhalten stabförmiger Proben ermittelt. Variiert wurden der Füllungsgrad und die Größe der Füllstoffteilchen. Die Ergebnisse zeigen, daß für die Wirksamkeit dieser Füllstoffe, das heißt für die durch sie bedingte Modulerhöhung, in erster Linie die Größe der Füllstoffteilchen maßgebend ist: merkliche Erhöhungen lassen sich nur erzielen, wenn der Teilchendurchmesser unter etwa 0,5 μm liegt.

Summary

Of a series of vulcanized blends of pure caoutchouc with barium sulphate and titanium-dioxide as filler the dynamic modulus of elasticity and its loss tangent were determined at room temperature in the frequency range from 20 to 2000 c/s from bending vibrations of rodshaped samples. Concentration of filler and size of the filler particles were varied. It is found that the effectiveness of the filler in increasing the modulus depends primarily on the particle size: noticeable increase of the modulus is only achieved by filler particle diameters below about 0,5 μm .

Sommaire

On a déterminé le module d'élasticité dynamique et la constante correspondante de dissipation, pour une série de vulcanisations consistant en caoutchouc naturel mélangé avec des matières de remplissage: sulfate de baryum et bioxyde de titane. Ces déterminations étaient faites en mesurant le comportement des vibrations de flexion des échantillons en forme de tige pour une bande de fréquence de 20 à 2000 Hz. On a varié le degré de remplissage et la grandeur des particules de la matière de remplissage. Les résultats montrent que l'efficacité de ces matières de remplissage, c'est à dire l'augmentation du module qu'on peut atteindre, dépend principalement de la grandeur des particules de remplissage; on peut seulement obtenir des augmentations sensibles avec un diamètre de particules au-dessous de 0,5 μm .

1. Einführung

Seit mehr als vier Jahrzehnten, in denen Kautschuk-Füllstoff-Mischungen in steigendem Umfange technisch angewendet worden sind, bemüht man sich, die unterschiedliche Wirkung der Füllstoffe auf die mechanischen Eigenschaften gefüllter Vulkanisate zu verstehen. In einer großen Zahl von Arbeiten

wird über die in diesem Zusammenhang besonders interessierenden Materialeigenschaften (Elastizitätsmodul, Zug- und Weiterreißfestigkeit, Abriebwiderstand etc.) von Kautschuk-Füllstoff-Mischungen berichtet (vergleiche [1] bis [4] und das dort angegebene ältere Schrifttum). Trotzdem ist es bis heute noch nicht gelungen, der Fülle der Einzelbeobachtungen eine allgemeine Theorie über die Kau-

tschuk-Füllstoff-Wechselwirkung zugrunde zulegen. Selbst die formale Beschreibung der Abhängigkeit einer einzelnen Materialkenngröße, wie zum Beispiel des Elastizitätsmoduls, von der Kautschuk-Füllstoff-Zusammensetzung ist bisher quantitativ nicht möglich gewesen (vergleiche auch Abschnitt 4).

Immerhin stimmen die Autoren neuerer Arbeiten darin überein, daß die Kautschuk-Füllstoff-Wechselwirkung vorwiegend von der Größe und von der Oberflächenbeschaffenheit der Füllstoffteilchen abhängt (vergleiche [5] bis [8]). Besonders wirkungsvolle — sogenannte „verstärkende“ oder „aktive“ — Füllstoffe, die zu einer erheblichen Vergrößerung zum Beispiel des Elastizitätsmoduls oder des Abriebwiderstandes gegenüber den entsprechenden Kennwerten des ungefüllten Kautschuks führen¹, zeichnen sich danach vor allem durch geringe Teilchengröße und durch hohe Oberflächenaktivität (Wechselwirkungskraft je Flächeneinheit) aus. Hierbei kommen als Wechselwirkungskräfte sowohl chemische Valenzbindungskräfte wie auch VAN DER WAALSSCHE Kräfte in Frage (vergleiche zum Beispiel [9], [10]). Als besonders „aktive“ Füllstoffe wurden anfangs vorwiegend verschiedene Rußsorten verwendet; später kamen eine Anzahl anorganischer Substanzen (sogenannte „helle Verstärkerfüllstoffe“) hinzu. Die Auswahl dieser Stoffe, sowie die Festlegung der optimalen Füllstoffmengen erfolgten dabei fast ausschließlich empirisch (vergleiche [11]).

Soweit Messungen des Elastizitätsmoduls zur Ermittlung der „Aktivität“ eines Füllstoffes herangezogen worden sind, handelt es sich vor allem um solche bei statischer Beanspruchung (Untersuchungen der Spannungsrelaxation oder des Kriechverhaltens). Messungen der dynamisch-elastischen Kennwerte von Kautschuk-Füllstoff-Mischungen sind in größerem Umfange erst in den letzten Jahren vorgenommen worden und zwar vor allem zur Untersuchung des elastischen Verhaltens in Abhängigkeit von der Temperatur, der Frequenz und der Beanspruchungsamplitude (vergleiche [12] und den Überblick in [13]).

In der vorliegenden Arbeit wird speziell über Messungen des dynamischen Elastizitätsmoduls und des zugehörigen Verlustfaktors von Naturkautschuk-Vulkanisaten berichtet, bei denen ausschließlich der Füllstoffanteil — nach Art, Menge und Teilchengröße — variiert wurde. Im allgemeinen wurden die Kenngrößen im Frequenzbereich von etwa 20 bis 2000 Hz bei Raumtemperatur ermittelt. Nur bei

einer Mischungsreihe wurde überblicksweise auch die Meßtemperatur im Bereich von etwa -60 bis $+20^{\circ}\text{C}$ verändert. Der Zweck dieser Messungen war es, für zwei inaktive Füllstoffe — Bariumsulfat und Titandioxyd — die Abhängigkeit der Modul-erhöhung von der Teilchengröße der Stoffe festzustellen und damit einen experimentellen Beitrag zur Aufklärung der unterschiedlichen Wirkung sogenannter „aktiver“ und „inaktiver“ Füllstoffe zu liefern. Hierbei sind als vorteilhaft die verwendeten, vergleichsweise kleinen Beanspruchungsamplituden anzusehen, da bei größeren Deformationen mit zusätzlichen Komplikationen durch das Abgleiten des Kautschuks an der Füllstoffoberfläche und durch die Bildung von Hohlräumen um die Füllstoffteilchen zu rechnen ist (vergleiche hierzu [1], [14], [15]).

2. Experimentelles

2.1. Meßverfahren

Zur Ermittlung der dynamisch-elastischen Kennwerte der Mischungen wurde im allgemeinen das Biegeschwingsverhalten stabförmiger Proben in Resonanz gemessen. Im Fall sehr hoher Dämpfung (bei den Messungen in Abhängigkeit von der Temperatur) wurde außerdem das Verhalten fortschreitender Biegewellen untersucht. Die benutzten Verfahren sind bereits früher ausführlich beschrieben worden [16].

2.2. Meßproben

Zur Verfügung standen plattenförmig vulkanisierte Muster aus zinkoxydfreien Versuchsmischungen mit den in Tabelle I aufgeführten verschiedenen Füllstofftypen. Für jeden Füllstofftyp lag dabei eine Mischungsreihe vor, innerhalb der das Verhältnis Füllstoffvolumen/Kautschukvolumen zwischen 0 und maximal 0,6 im allgemeinen in Stufen von 0,1 variiert worden war². Das elastomere Trägermedium für die Füllstoffe war homogen und partikelfrei. Es bestand aus Latex-Sheets,

Tabelle I.
Füllstofftypen.

Füllstoff	Teilchen- durchmesser μm
Bariumsulfat (Schwerspat) (BaSO_4)	> 200 $2 \dots 80$ $2 \dots 10$ $\approx 0,7$ $\approx 0,5$
Titandioxyd (TiO_2)	≈ 1 $\approx 0,5$ $\approx 0,1$

² Von jeder Mischung standen für Kontrollzwecke je drei, unter ähnlichen Bedingungen vulkanisierte, Einzelmuster zur Verfügung. Außerdem wurden einige Mischungsreihen zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit zweimal gefertigt. Die Muster wurden von den Continental Gummi-Werken AG zur Verfügung gestellt. Die Durchmesser der Füllstoffteilchen (Tabelle I) wurden ebenfalls von dieser Firma angegeben.

¹ Die Anwendung des Begriffes „Füllstoffaktivität“ ist keineswegs einheitlich; als Maß für die Aktivität wird sowohl die erzielte Erhöhung des Moduls als auch die Verbesserung des Abriebs oder einer anderen mechanischen Kenngröße benutzt (vergleiche auch [5]).

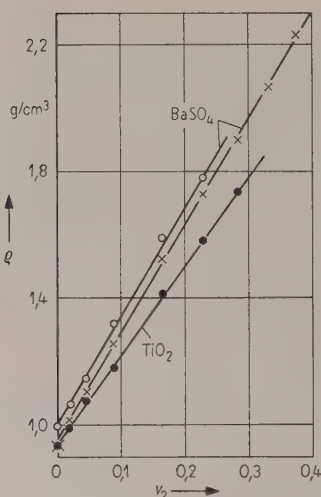


Bild 1. Dichte ρ der untersuchten Kautschuk-Füllstoff-Mischungen in Abhängigkeit vom Füllstoffgehalt v_2 .

Schwefel und in Kautschuk üblichen Vulkanisations- und Verarbeitungshilfsmitteln.

In Bild 1 sind die für die vorhandenen Mischungen gemessenen Werte der Dichte ρ über dem Volumenbruch v_2 des Füllstoffes aufgetragen ($v_2 = V_2 / (V_1 + V_2)$; V_1 und V_2 : Kautschuk- beziehungsweise Füllstoffvolumen). Es ergeben sich erwartungsgemäß für die verschiedenen Mischungsreihen lineare Zusammenhänge, die von der Teilchengröße des Füllstoffes unabhängig sind; die konstante Abweichung zwischen zwei Gruppen von BaSO_4 -Reihen beruht auf geringen, schwer vermeidbaren Unterschieden im Kautschuk.

Für die Messungen der dynamisch-elastischen Kennwerte wurden aus den Musterplatten stabförmige Meßproben geschnitten.

3. Meßergebnisse

Überblicksweise ist in Bild 2 das Temperaturverhalten der dynamisch-elastischen Kennwerte E und d des füllstofffreien Vulkanisats für die Frequenzen 100 und 1000 Hz dargestellt. Die Kurven, die aus den entsprechenden Frequenzkurvenscharen von E und d gewonnen wurden, zeigen das für einen makromolekularen Stoff charakteristische Dispersionsverhalten der Kenngrößen im Hauptrelaxationsgebiet. Die Dispersionsstufe entspricht einem Faktor von mehr als 3 Zehnerpotenzen.

Vergleichsweise sind in Bild 3 die Temperaturkurven von E und d bei 1000 Hz für das Vulkanisat ohne und mit Füllstoffzusatz (Bariumsulfat, Teilchendurchmesser 2...80 μm , $V_2/V_1 = 0,3$) eingetragen. Der Übersicht halber wurde in Bild 3 auf eine Eintragung der entsprechenden Kurven für die Mischungen mit geringerem Füllstoffgehalt verzichtet. Die Darstellung zeigt, daß der E -Modul für den gefüllten Gummi zwar im gesamten Meßbereich angehoben ist, daß aber die Temperaturlage des Dis-

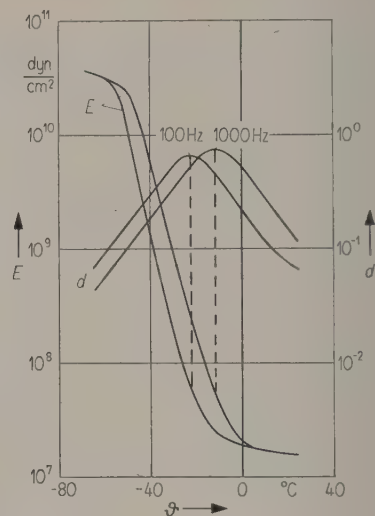


Bild 2. Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls E und des Verlustfaktors d des füllstofffreien Vulkanisats für die Frequenzen 100 und 1000 Hz.

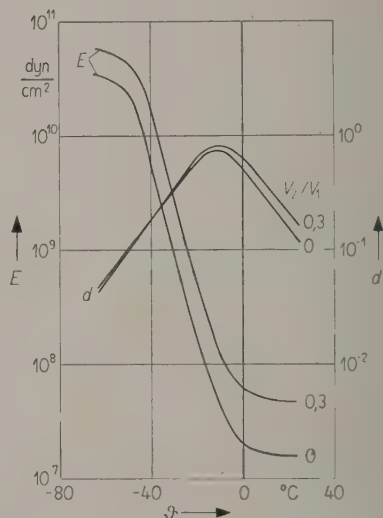


Bild 3. Temperaturabhängigkeit des Elastizitätsmoduls E und des Verlustfaktors d des Vulkanisats ohne und mit Füllstoffzusatz (Bariumsulfat, Teilchendurchmesser 2...80 μm , $V_2/V_1 = 0,3$) für die Frequenz 1000 Hz.

pensionsgebietes praktisch unverändert bleibt; der Verlustfaktor ist näherungsweise von der Füllung unabhängig. Berücksichtigt man, daß die Füllstoffteilchen wegen ihres im Vergleich zum Gummi sehr hohen Moduls kaum deformiert werden, so entspricht das beobachtete Verhalten von E und d der Erwartung, solange der Zustand des Kautschuks durch das Einbringen des Füllstoffes nicht wesentlich geändert wird (vergleiche auch [17], [18]).

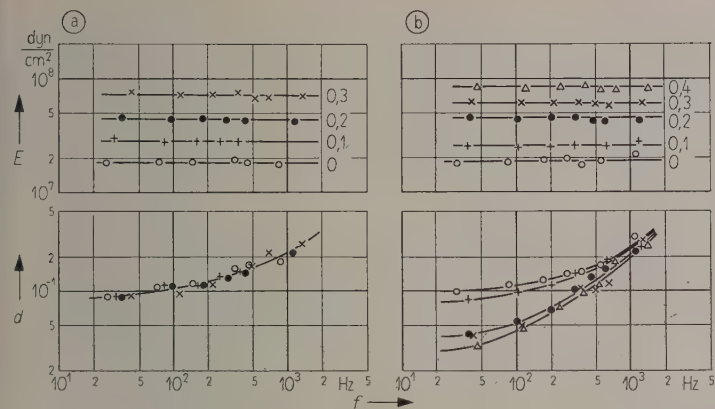


Bild 4. Bei Raumtemperatur gemessene Frequenzkurvenscharen des Elastizitätsmoduls E und des Verlustfaktors d zweier Kautschuk-Bariumsulfat-Mischungsreihen. Parameter: Volumenverhältnis V_2/V_1 , Teilchendurchmesser $\approx 0,7$ μm (a), 2...80 μm (b).

Die weiteren Messungen an den Kautschuk-Füllstoff-Vulkanisaten wurden ausschließlich bei Raumtemperatur vorgenommen. Wie die Kurven in Bild 2 und 3 zeigen, ist der E -Modul bei dieser Temperatur dem kautschukelastischen Zustand des Gummis entsprechend praktisch frequenz- und temperatur-unabhängig und vergleichsweise klein. Man kann daher insbesondere bei diesen Messungen voraussetzen, daß die relativ harten Füllstoffteilchen wie nichtdeformierbare Einschlüsse wirken. Daher sollte aber die Unabhängigkeit des Verlustfaktors vom Füllstoffanteil als Kriterium dafür angesehen werden können, daß der Kautschukanteil keine Änderung durch den Zusatz des Füllstoffes erfahren hat. Tatsächlich hat sich dieses Kriterium als maßgebend bei der Diskussion der für die verschiedenen Mischungsreihen erhaltenen Meßwerte erwiesen. Als Beispiel zeigt Bild 4 auszugsweise die für zwei verschiedene Mischungsreihen gemessenen Frequenzkurven von E und d : während sich bei der einen Reihe der Verlustfaktor unabhängig vom Füllstoffgehalt V_2/V_1 durch denselben Kurvenverlauf darstellen läßt (Bild 4 a), ergeben sich bei der anderen Reihe für die verschiedenen Füllstoffgehalte unterschiedliche Kurvenverläufe (Bild 4 b). Der E -Modul nimmt dementsprechend bei der ersten Reihe gleich-

mäßig, bei der zweiten Reihe dagegen ungleichmäßig mit dem Füllstoffgehalt zu, wie Bild 5 zeigt, in dem die Werte E aus Bild 4 über dem Volumenbruch v_2 aufgetragen sind. Es liegt die Vermutung nahe, daß diesen Abweichungen der Werte E und d vom erwarteten Verhalten reelle Unterschiede im Kautschuk zugrundeliegen, die sich durch die notwendig verschiedenen Bedingungen bei der Vulkanisation unterschiedlicher Kautschuk-Füllstoff-Mischungen ergeben können. Mischungen, bei denen derartige Abweichungen der Verlustfaktorkurve von der des ungefüllten Vulkanisats festgestellt wurden, sind daher bei den weiteren Betrachtungen nicht berücksichtigt worden³. Es zeigte sich, daß dabei insbesondere auf alle Mischungen mit größeren Füllstoffgehalten ($V_2/V_1 > 0,4$) verzichtet werden mußte. Offenbar läßt sich bei der Herstellung sehr stark gefüllter Vulkanisate eine Veränderung der Kautschukeigenschaften nur schwer vermeiden.

Für die übrigen Mischungen, bei denen sich der Verlustfaktorverlauf unabhängig vom Füllstoffzusatz erwies, sind die gemessenen (frequenzunabhängigen) Modulwerte E in Bild 6 über dem Füllstoffgehalt v_2 , getrennt nach den Stoffarten (BaSO_4 und TiO_2), aufgetragen.

4. Diskussion der Meßergebnisse

Der Verlauf der Kurven in Bild 6 zeigt für alle Mischungsreihen einen gleichmäßigen Anstieg des E -Moduls mit dem Füllstoffgehalt v_2 . Dabei ist der Anstieg erwartungsgemäß um so größer, je kleiner die Füllstoffteilchen sind. Diese Abhängigkeit ist insbesondere aus Bild 7 ersichtlich, in dem die Modulzunahme $E_{0,25}/E_0$ ($E_{0,25}$ und E_0 : Moduln für $v_2 = 0,25$ beziehungsweise $v_2 = 0$) über dem Durch-

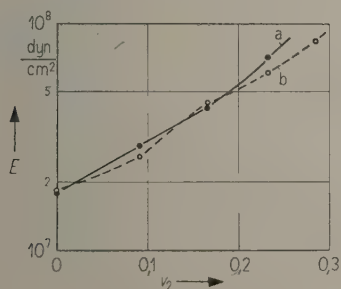


Bild 5. Elastizitätsmodul E in Abhängigkeit vom Füllstoffgehalt v_2 für die beiden Mischungsreihen aus Bild 4. Teilchendurchmesser: $\approx 0,7$ μm (a), 2...80 μm (b).

³ Zu Verlustfaktoränderungen könnte außerdem eine nicht einwandfreie Verteilung der Füllstoffteilchen („Klumpenbildung“) — mit einer damit verbundenen „äußeren“ Reibung von Teilchen aneinander — führen.

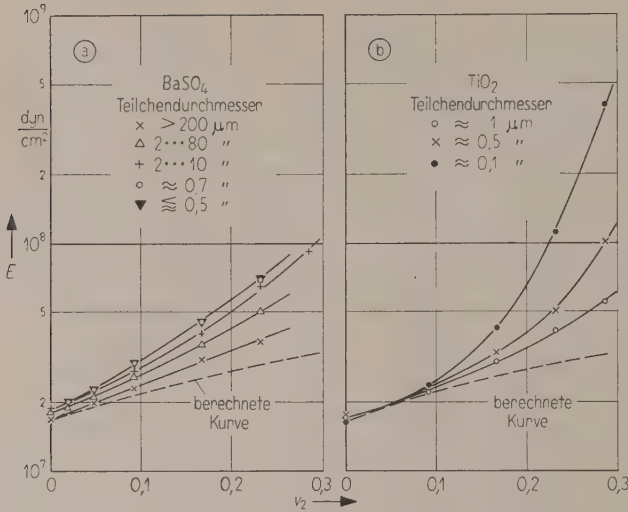


Bild 6. Elastizitätsmodul E in Abhängigkeit vom Füllstoffgehalt v_2 für mit Bariumsulfat (a) und Titandioxyd (b) gefüllte Kautschuk-Vulkanisate; Parameter: Teilchendurchmesser. Eingetragene Punkte sind entsprechenden mittleren Frequenzkurven entnommen. Zum Vergleich an Hand von Gl. (1) berechnete Kurven.

messer der Füllstoffteilchen für die untersuchten Mischungsreihen aufgetragen ist; vergleichsweise sind in diesem Diagramm zusätzlich einige der Literatur entnommene Werte für Ruß eingetragen (vergleiche Bildunterschrift). Aus Bild 7 folgt als wichtigstes Ergebnis, daß der als besonders „inaktiv“

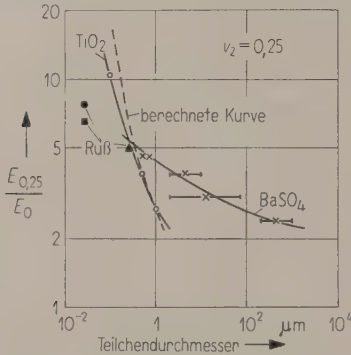


Bild 7. Modulzunahme $E_{0,25}/E_0$ für $v_2=0,25$ in Abhängigkeit vom Durchmesser der Füllstoffteilchen für die Mischungsreihen aus Bild 6 sowie für EPC-Ruß (■) nach [7], MT-Ruß (▲) und MPC-Ruß (●) nach [19]. Zum Vergleich an Hand von Gl. (1) berechnete Kurve.

bekannte Füllstoff Bariumsulfat zu ähnlichen Modulerhöhungen wie die Rußsorten führen kann, wenn vergleichbare Größen der Füllstoffteilchen ($<0,5 \mu\text{m}$) vorliegen. Das Titandioxyd, das in der Gummiindustrie in geringen Mengen als Weißpigment mit Teilchengrößen von etwa $0,5 \mu\text{m}$ verwendet wird, gilt ebenfalls als „inaktiver“ Farbstoff (Titanweiß). Wie Bild 7 jedoch zeigt, kann auch dieser Füllstoff im Fall geringer Teilchengröße ($<0,5 \mu\text{m}$) zu ganz beträchtlichen Modulerhöhungen führen. Entscheidend für die Wirkung eines Füllstoffes ist demnach, wie bereits einleitend be-

merkt, in erster Linie die Teilchengröße. Außerdem spielt die Oberflächenaktivität, die von der Füllstoffart abhängt, eine maßgebende Rolle. Sie äußert sich in der Form und der Auffächerung der Kurven in Bild 6, sowie in der unterschiedlichen Steilheit der Kurven in Bild 7. Beim Titandioxyd führt sie zu einer wesentlich stärkeren Abhängigkeit der Modulzunahme von der Teilchengröße als beim Bariumsulfat.

An Versuchen, die Abhängigkeit der Modulzunahme von der Füllstoffmenge, der Teilchengröße und der Oberflächenaktivität theoretisch zu beschreiben, hat es nicht gefehlt. Abgesehen von den anfänglichen Ansätzen, Kurven der in Bild 6 dargestellten Art durch Reihenentwicklungen zu beschreiben (vergleiche [20]), sind hier vor allem die Entwicklungen auf der Grundlage der Theorie der Gummielastizität zu nennen [5], [19], [21], die sich auf die gemeinsame Form

$$E_{v_1} = E_0 \left[1 + v_2 \left(\frac{K}{r} \frac{f}{r} - 1 \right) \right] \quad (1)$$

bringen lassen. In Gl. (1) sind neben den bereits bekannten Größen: r der mittlere Radius der Füllstoffteilchen, f ein Maß für die Oberflächenaktivität des Füllstoffes und K eine Konstante, die mit den Eigenschaften des Kautschuks zusammenhängt. In den Bildern 6 und 7 sind Kurven eingetragen, die an Hand von Gl. (1) unter geeigneter Wahl der freien Parameter zur Anpassung an die Meßkurven berechnet wurden. Es zeigt sich, daß die theoretischen Kurven das gemessene Verhalten nur sehr schlecht wiedergeben. Insbesondere die Abhängigkeit des Moduls vom Füllstoffgehalt (Bild 6) ist bei der berechneten Kurve viel zu gering; dafür fordert die Theorie eine zu starke Abhängigkeit von der Teilchengröße (Bild 7). In beiden Fällen wären zu-

sätzliche Annahmen über die Abhängigkeit der Oberflächenaktivität f vom Füllstoffgehalt v_2 beziehungsweise vom Teilchenradius r zur Anpassung an die experimentell gewonnenen Kurven nötig: die Oberflächenaktivität sollte danach sowohl mit dem Füllstoffgehalt als auch mit dem Teilchenradius zunehmen.

Der Verfasser der vorliegenden Arbeit ist den Continental Gummi-Werken AG für die Herstellung der Gummimischungen und für die Genehmigung, die daran gewonnenen Meßergebnisse zu veröffentlichen, zu Dank verpflichtet. Zu danken hat er ferner Herrn Dr. H. OBERST (jetzt Farbwerke Hoechst AG) für die Anregung der Untersuchungen und Herrn Dr. H. WESCHE (Continental Gummi-Werke AG) für die Veranlassung der Probenherstellung und für fördernde Diskussionen.

(Eingegangen am 30. Juni 1961.)

Schrifttum

- [1] KRUSE, J., Kolloid-Z. **122** [1951], 65.
- [2] SCHYTL, F. und VOLPERS, R., Kolloid-Z. **130** [1953], 110.
- [3] BARTON, B. C., SMALLWOOD, H. M. und GANZHORN, G. H., J. Polymer Sci. **13** [1954], 487.
- [4] BUECHE, A. M., J. Polymer Sci. **25** [1957], 139.

- [5] GARTEN, V. A. und SUTHERLAND, G. K., Rubber Chem. and Technol. **30** [1957], 596.
- [6] ALBRECHT, H., Kautschuk u. Gummi **13** [1960], WT 286.
- [7] SCHMIDT, E., Ind. Eng. Chem. **43** [1951], 679.
- [8] STUART, H. A., Die Physik der Hochpolymeren, Bd. 4, Kap. 10 (bearbeitet von H. MARK und H. A. STUART), Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1956.
- [9] ENDTER, F. und WESTLINNING, H., Angew. Chem. **69** [1957], 219.
- [10] LEHL, H., Kautschuk u. Gummi **11** [1958], WT 110.
- [11] ECKER, R., ROSENTHAL, O. und CLAMROTH, R., Kautschuk u. Gummi **13** [1960], WT 228.
- [12] BULGIN, D., SCHILLING, H., HUBBARD, G. D., LAMMING, G., MADDEN, M. und CLAYTON, J. A., Kautschuk u. Gummi **13** [1960], WT 253.
- [13] GEHMAN, S. D., Rubber Chem. and Technol. **30** [1957], 1202.
- [14] KRUSE, J., Kautschuk u. Gummi **5** [1952], WT 1.
- [15] STEARNS, R. S. und JOHNSON, B. L., Ind. Eng. Chem. **48** [1956], 961.
- [16] BECKER, G. W., Kolloid-Z. **140** [1955], 1.
- [17] BECKER, G. W. und OBERST, H., Kolloid-Z. **148** [1956], 6.
- [18] ECKER, R., Kautschuk u. Gummi **9** [1956], WT 2, WT 31.
- [19] BUECHE, A. M., J. appl. Phys. **23** [1952], 154.
- [20] GUTH, E., J. appl. Phys. **16** [1945], 20.
- [21] BUECHE, A. M., J. Polymer Sci. **15** [1955], 105.

SOLL DER SCHALLEISTUNGS- ODER EIN SCHALLDRUCKPEGEL BEI MASCHINENGERÄUSCHEN ANGEGEBEN WERDEN?

von W. REICHARDT

Institut für Elektro- und Bauakustik der Technischen Universität Dresden

Herrn Prof. Dr. phil. M. Grützmaker zum 60. Geburtstag gewidmet

Zusammenfassung

Eine Umrechnung zwischen Schalleistungs- und Schalldruckpegel ist leicht möglich und am besten durch eine Differenzkurve graphisch darstellbar. Der Unterschied ist von der Meßentfernung und dem Schallschluckvermögen des Raumes abhängig. Etwaige Fehler bei dieser an idealisierte Voraussetzungen geknüpften Umrechnung sind sicher kleiner als die Meßunsicherheit des Verfahrens, wenn in verschiedenen Räumen gemessen wird oder das Ergebnis auf andere Räume übertragen werden soll. Es wird daher empfohlen, immer den Schalleistungspegel zu bestimmen und anzugeben, wenn die Übertragung des Ergebnisses auf andere Entfernungen oder Meßräume gewünscht wird.

Summary

Acoustic power and sound pressure levels may easily be converted into one another. The conversion is conveniently illustrated by plotting a difference curve. The difference depends upon the measuring distance and the acoustic absorptivity of the test room. Possible error in the conversion caused by the idealized assumptions is certainly smaller than the error of measurement, if measurements are made in different rooms or if the results are to be transferred into other rooms. It is therefore recommended to measure and report the acoustic power level, if it is desired to transfer the results into other rooms or to other measuring distances.

Sommaire

On peut facilement convertir le niveau de puissance sonore en niveau de pression sonore. Ce changement est représenté au mieux par une courbe de différence. La différence dépend de la distance du point de mesure et du pouvoir absorbant de la salle. Les erreurs admises pour cette conversion en faisant des hypothèses idéalisées, sont certainement inférieures aux erreurs de mesure faites en opérant dans des salles différentes ou en se servant de résultats obtenus dans d'autres salles. On conseille donc de mesurer et d'indiquer toujours le niveau de la puissance sonore, si on veut se servir des résultats pour d'autres distances et d'autres salles de mesure.

1. Fragestellung

Erzeuger und Abnehmer lästiger Geräuscherzeuger (Maschinen) sind in gleicher Weise und in wachsendem Maße daran interessiert, ein eindeutiges Kennzeichen für die Stärke des erzeugten Geräusches zu haben. Damit müßte die in der Überschrift gestellte Frage von vornherein zugunsten des Schalleistungspegels entschieden sein. Denn nur der Schalleistungspegel ist ein eindeutiges Kennzeichen der geräuscherzeugenden Maschine. Der entstehende Schalldruckpegel ist außerdem von der Entfernung und dem Raum abhängig, indem die Maschine aufgestellt ist.

Leider ist diese Frage nicht so einfach. Zur Zeit wird eine Reihe von Vorschlägen, auch international, diskutiert, die darauf hinauslaufen, den mittleren Schalldruckpegel als Kennzeichen anzugeben, der in 1 m Entfernung der Maschine gemessen wird, oder — je nach Umständen — in größerer Nähe oder weiterer Entfernung. Man nimmt dabei an, daß in so großer Nähe der Raumeinfluß noch nicht sehr bedeutend ist. Ein solches Verfahren ist auch in der kürzlich verabschiedeten Deutschen Vornorm DIN 45 632 „Geräuschmessung an elektrischen Maschinen“ vorgesehen und wird international diskutiert (ISO/TC43 — WG 9).

Zugunsten dieses Verfahrens lassen sich eine Reihe Gründe anführen:

- In allen Fällen wird ein — bewerteter oder unbewerteter — Schalldruckpegel unmittelbar gemessen.
- Der Schalldruckpegel in etwa 1 m Abstand von der Maschine entspricht dem Pegel, der in den meisten Anwendungsfällen praktisch interessiert, denn in dieser Zone halten sich meistens die die Maschine bedienenden Werk tätigen auf.
- In vielen praktisch vorliegenden Fällen gestattet nur die Messung im „Nahfeld“ der Maschine eine genügende Unabhängigkeit von Fremdgeräuschen.
- Die Ermittlung des Schalleistungspegels erfordert möglicherweise einen größeren Meßaufwand.

Zu diesen Gründen soll nachfolgend Stellung genommen werden, jedoch in anderer Untergliederung.

2. Die Messung und Bewertung des Schalldruckpegels

2.1. Die Bewertung des Schalldruckes

An sich ist eine Kennzeichnung des Maschinen Geräusches erwünscht, die schon subjektive Bewertungen einschließt. Das ist schwierig. Man kann nach der Lautstärke, der Gehörschädlichkeit, der Lästigkeit und anderen Faktoren fragen und bekommt je nach Fragestellung andere Antworten. Die Tendenz geht daher zur Zeit dahin, die subjektiven Einflüsse sinnvoll zu mitteln, mit Rücksicht auf eine einfache Meßbarkeit gegebenenfalls zu vereinfachen, nur grob anzunähern. Damit „technisiert“ man sie, schafft aber dafür eine eindeutige Kennzeichnung. Man neigt überwiegend dazu, einheitlich eine Frequenzbewertung des Geräusches zugrunde zu legen, wie sie die Kurve A des „sound level meter“ vorschreibt, vergleiche IEC-Rec. 123. Sie stimmt in den zugelassenen Toleranzfeldern mit der Bewertungskurve überein, die der DIN-Lautstärkemesser im Bereich zwischen 30 und 60 phon vornimmt. Zu genaueren Werten kommt man sowohl hinsichtlich der subjektiven Auswertung der Messung als auch hinsichtlich wünschenswerter Informationen über mögliche Lärm minderungsmaßnahmen, wenn man den unbewerteten Schalldruckpegel in Oktav- oder noch besser Terzbereichen feststellt und die so erhaltene Pegel-Oktavkurve auswertet.

Für unsere Fragestellung ist dieser Unterschied insofern von Bedeutung als man nur bei Messung im Direktfeld des Schallerzeugers sowohl den bewerteten Schallpegel (sound level) wie die in den einzelnen Oktav- oder Terzbereichen festgestellten unbewerteten Schalldruckpegel in den Schalleistungspegel umrechnen kann. Meint man unter diesem Schalleistungspegel die insgesamt von der Maschine abgestrahlte, logarithmisch bewertete Schalleistung, so ist diese Umrechnung vom Meßort und Meßraum abhängig. Die Eigenschaften des Meßraumes sind im allgemeinen frequenzabhängig. Eine Eliminierung dieses Einflusses versagt also, wenn bei der Messung über einen zu großen Frequenzbereich gemittelt worden ist.

Damit ist aber auch zugleich schon festgestellt, daß eine Messung des bewerteten Schallpegels (sound level) nur dann als eindeutiges Merkmal

des Geräuscherzeugers angesehen werden kann, wenn im Direktfeld gemessen wurde und andererseits Rückschlüsse von einer solchen Messung auf entstehende Lärmeinwirkungen in anderen Räumen und größerer Entfernung unzulässig sind.

Für Bewertungen, die den Raumeinfluß bei der Messung zwecks Gewinnung eines Maschinen-Kennwertes oder Gütemerkmals ausschalten oder ihn beim Einsatz einer Maschine in einen fremden Raum berücksichtigen wollen, ist daher die Angabe des Ergebnisses in Oktav- oder Terzbereichen unerlässlich. Die folgenden Betrachtungen sollen im wesentlichen auf diesen Fall beschränkt werden.

Eine Angabe in Oktav- oder Terzintervallen hat zudem den Vorteil, daß sie die Frage der subjektiven Bewertung des Meßergebnisses einem gesonderten Auswertungsgang überläßt. Man kann sie nach der A-Kurve des sound level meters vornehmen, man kann aber auch Lautstärkeberechnungen nach STEVENS [1] oder ZWICKER [2] oder Grenzkurven-Verfahren verwenden, wie sie von vielen Autoren vorgeschlagen wurden, vergleiche SLAVIN [3], [4], LÜBCKE [5] und KRYTER [6].

Eine Zusammenfassung dieser Grenzkurvenverfahren wird in ISO/TC 43 – WG 8 vorbereitet.

Dies vorausgesetzt, erhebt sich die Frage, ob die Umrechnung des gemessenen, unbewerteten Schalldruckpegels in einen Schalleistungspegel, damit zugleich die Eliminierung des Raumeinflusses, in allen Fällen möglich und gegebenenfalls mit einem erhöhten Meßaufwand verbunden ist oder zu einer erhöhten Meßunsicherheit führt.

2.2. Die Umrechnung des Schalldruckpegels in den Schalleistungspegel

Bild 1 zeigt ein Diagramm, das den zahlenmäßigen Unterschied in dB angibt, der zwischen dem Schalleistungspegel L_P und dem Schalldruckpegel $L(r)$ in Abhängigkeit vom Meßort und Meßraum entsteht, wenn man den klassischen Vorstellungen über den Aufbau des Schalldruckpegels in einem Raum folgt, der von einer Schallquelle beschallt wird, die den Schalleistungspegel L_P abstrahlt.

Diese Vorstellungen besagen, daß in unmittelbarer Nähe einer kugelförmig strahlenden Quelle ein stetiger Abfall des Schalldruckpegels erfolgt, der um 6 dB je Abstandsverdopplung, vom Zentrum der Kugelschallquelle gemessen, abnimmt. In größerer Entfernung dagegen herrscht ein gleichförmig diffuses Schallfeld, dessen Schalldruckpegel lediglich vom Schallabsorptionsvermögen A des Raumes abhängt. In der Entfernung r_{gr} von der Schallquelle, wo beide idealen Schalldruckpegel den gleichen Wert haben, addiert sich ein Gesamtpegel, der um 3 dB höher ist als jeder der beiden Einzelschallpegel. Da-

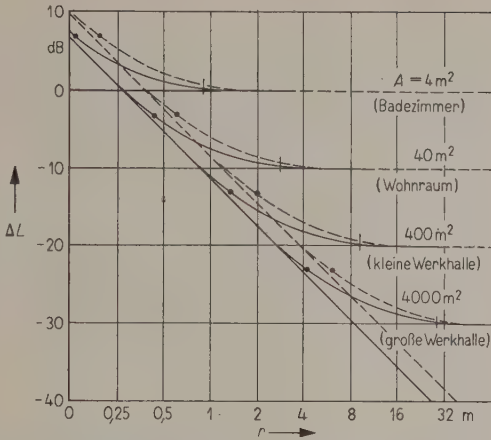


Bild 1. Zuschlag $\Delta L = L(r) - L_P$ zur Bestimmung des Schalleistungspegels $L_P = L(r) + (-\Delta L)$ aus dem im Abstand r gemessenen Schalldruckpegel $L(r)$ oder zur Ermittlung des Schalldruckpegels $L(r) = L_P - (-\Delta L)$ in einem anderen Raum aus dem bekannten Schalleistungspegel L_P der Maschine.
Gültig für einen Kugelstrahler nullter Ordnung bei Abstrahlung
— in eine Kugel mit $r_{max} = \sqrt{A/200}$,
- - - in einem Halbraum mit $r_{max} = \sqrt{A/100}$,
• r_{max} für unkorrigierte Direktschallmessung,
| $r_{min} = \sqrt{A/5}$ für unkorrigierte Messung im Hallgebiet.

mit kann man einen stetigen Übergang zwischen den beiden Grenzfällen zeichnen.

Bezieht man den Schalldruckpegel wie üblich auf $\tilde{p}_0 = 2 \cdot 10^{-5} \text{ N/m}^2$ und den Schalleistungspegel auf den Wert $P_0 = 10^{-12} \text{ W}$, der wahrscheinlich international als Bezugsleistung angenommen werden wird, so ergibt sich, wie man leicht ausrechnen kann, daß in $r_0 = 28,2 \text{ cm}$ Entfernung von einer Kugelschallquelle der Zahlenwert des Schalldruckpegels des Direktschalles übereinstimmt mit dem Zahlenwert des Schalleistungspegels der Quelle. Damit erhält man einen Ausgangspunkt für alle gezeichneten Kurven. Andererseits stimmt im fernen gleichförmig diffusen Schallfeld eines Raumes, dem „Hallgebiet“, der Zahlenwert des allseitig reflektierten und sich summierenden Schalldruckes (für rauschartige Erregung) mit dem des Schalleistungspegels überein, wenn der Raum ein Schallabsorptionsvermögen von $A_0 = 4 \text{ m}^2$ hat. Bei einer Verzehnfachung dieses Wertes vermindert sich dieser Schalldruckpegel im Hallgebiet jeweils um 10 dB. Man kann sich diese Werte also leicht merken.

Gestrichelt eingezeichnet ist in Bild 1 die Differenz zwischen dem Zahlenwert des Schalldruck- und Schalleistungspegels, wenn die Schallquelle in einen Halbraum strahlt, also in der Nähe einer reflektierenden Ebene (Fußboden) untergebracht ist. Der

Verlauf dieser Differenzkurve ist unabhängig davon, ob die Schallquelle so nahe an dieser reflektierenden Fläche untergebracht ist, daß sie — bei gleichbleibendem Schallfluß — die doppelte Leistung abstrahlt oder etwas weiter entfernt ohne diese Leistungsverdopplung. Vorausgesetzt ist in beiden Fällen, daß man die Originalschallquelle und ihren Spiegelsender als gemeinsamen Strahler von einem Zentrum aus betrachtet, das in der reflektierenden Ebene in der Mitte zwischen Original- und Spiegelsender liegt. Im ersten Falle erhöhen sich Leistung und Druck im Hallgebiet um 3 dB, der gemessene Schalldruck im Direktfeld um 6 dB. Die Differenz zu der ausgezogenen Kurve in Bild 1 ist im Hallgebiet Null, im Direktfeld 3 dB. Im zweiten Fall erhöht sich die abgestrahlte Leistung und der Schalldruck im Hallgebiet nicht, jedoch schwankt der Schalldruck in einer Halbraumfläche um das gedachte Zentrum in der reflektierenden Fläche für jede Frequenz zwischen völliger Auslöschung und Verdoppelung (6 dB), im Mittel erhöht er sich also auch um 3 dB. Bei rauschartiger Anregung mittelt sich dieser Wert, bei selektiven Einzelfrequenzen sind viele Meßpunkte nötig, um die auftretenden Schwankungen auszugleichen. Es ist vorteilhaft, daß diese Darstellung eine Umrechnung der gemessenen Schalldruckwerte in den Schalleistungspegel gestattet, unabhängig davon, ob die Nähe der reflektierenden Fläche, meist des Fußbodens, wirklich eine Leistungserhöhung herbeigeführt hat oder nicht, ein Effekt, der bei den üblichen Entfernungen zwischen 0,4 bis 1,0 m vom Fußboden natürlich frequenzabhängig ist und im Hörgebiet von einem Extrem in das andere übergeht.

Wurde in größerer Entfernung von der Maschine gemessen, so daß der Raumeinfluß eine Rolle spielt, so muß das Schallabsorptionsvermögen des Raumes zusätzlich bestimmt werden. Das ist in bekannter Weise durch eine Nachhallmessung möglich. Der erfahrene Akustiker wird es in vielen Fällen auch mit ausreichender Genauigkeit schätzen können. Ob die Messung einen erhöhten Aufwand bedeutet, wird später noch behandelt.

Gegen das — graphisch leicht darstellbare — Umrechnungsverfahren wird eingewendet, daß es von idealisierten Verhältnissen ausgeht, die oft nicht zu beobachten sind. Praktisch findet man in der Tat vielfach, daß der theoretische Abfall von 6 dB je Abstandsverdopplung auch in der Nähe der Quelle nicht vorhanden ist, sondern meist nur etwa 4 dB je Abstandsverdopplung (die daher in DIN 45 632 noch als ausreichendes Kennzeichen des Direktfeldes angesehen werden!) und daß in größerer Entfernung nicht ein konstanter Pegel herrscht, sondern auch noch eine Abnahme von 1 bis 2 dB je Abstandsverdopplung zu beobachten ist (sofern die

Raumabmessungen diese Beobachtungen überhaupt noch zulassen, das heißt also in sehr großen Räumen). Praktisch bedeutet diese Beobachtung aber weiter nichts, als daß auch in großer Nähe der Schallquelle sich praktisch schon erhebliche Raumreflexionen bemerkbar machen (was gar kein Wunder ist, wenn nahegelegene Reflexionsflächen [Fußboden!] vorhanden sind oder der Raum nicht sehr groß ist gegenüber den Abmessungen der Schallquelle und — wie meist in Maschinenhallen — verhältnismäßig wenig gedämpft). Andererseits zeigt der auch in größerer Entfernung noch vorhandene Abfall, daß keine gleichförmige Schallfeldverteilung im Raum vorliegt, was bei langgestreckten Räumen mit verhältnismäßig niedriger Decke oder sehr ungleich verteilten Absorptionsflächen vorkommen kann. Das Ganze sagt aber lediglich aus, daß die praktisch vorliegenden Abfallkurven des Schalldruckes von dem theoretischen Verlauf etwas abweichen in dem Sinne, daß die Krümmung ausgeglichen wird. Im Direktschallfeld ist der gemittelte Schalldruckpegel etwas höher als theoretisch zu erwarten ist und kann in weiten Grenzen um den theoretischen Wert in beiden Richtungen schwanken (ganz besonders bei gerichteten Strahlern). Im Hallgebiet liegt der gemittelte Schalldruckpegel bei größeren Entfernungen etwas mehr unter dem theoretischen, vorher etwas darüber. Es fragt sich, ob diese Abweichungen des Kurvenverlaufs im Hinblick auf die große Meßunsicherheit, die dem ganzen Verfahren überhaupt anhaftet und später noch zu besprechen sein wird, von erheblicher Bedeutung sind.

Wer sie berücksichtigen will, kann das natürlich tun. Man mißt mit der zu prüfenden oder einer Ersatzschallquelle die Abnahme des Schalldruckes im Meßraum mit der Entfernung, legt diese Kurve durch den (vielleicht zu extrapolierenden) Punkt bei 28,2 cm Entfernung bei kugelförmiger Abstrahlung beziehungsweise bei 0,4 m Entfernung bei halbkugelförmiger Abstrahlung $\triangleq \Delta L = 0$ dB oder durch den Mittelwert des Hallgebietes und hat damit eine für den Meßraum beziehungsweise den geplanten Aufstellungsraum der Maschine gültige Abfallkurve. Meist wird sich dieser Aufwand gar nicht lohnen.

Zu beachten ist hierbei, daß eine solche Messung zwischen dem Direktfeld und dem Hallgebiet ein Meßmikrofon mit kugelförmiger Richtcharakteristik voraussetzt. Da kein übliches Meßgerät diese Voraussetzung erfüllt, wird man sich praktisch darauf beschränken müssen, nur im Direktfeld oder im Hallgebiet mit einem entsprechend geeichten Mikrofon zu messen und kommt sicher mit der Annahme, daß im Übergangsgebiet der theoretische Verlauf gilt, der Wirklichkeit viel näher als durch eine Messung mit unzulänglichen Mitteln. Jedenfalls hat man

mit der Abfallkurve des Schalldruckpegels nicht nur ein Verfahren an der Hand, den Einfluß vom Meßraum und der Meßentfernung auf die Kenngröße für die Schallabstrahlung der Maschine zu eliminieren, sondern auch umgekehrt von dem angegebenen beziehungsweise ermittelten Schalleitungspegel der Maschine auf den entsprechenden Schalldruckpegel an einem anderen Aufstellungsort und -Raum umzurechnen; ein Vorteil, der wohl kaum unterschätzt werden kann¹.

3. Die Meßunsicherheit des Verfahrens

Zur Bestimmung des Absolutwertes des Schalleistungspegels $L_P = L(r) + (-\Delta L)$ mit der unter 2. genannten Umrechnungsmöglichkeit kann man sich entweder bemühen, im Hallgebiet unter der Annahme zu messen, daß der Schall dort im wesentlichen nur aus reflektiertem Schall besteht. Dann muß man das Schallabsorptionsvermögen des Raumes bestimmen und kann damit den Schalleistungspegel nach bekannten Gesetzen ermitteln.

Man kann aber auch versuchen, im Direktfeld der Schallquelle zu bleiben und voraussetzen, daß von Raumreflexionen abgesehen werden kann. Beide Wege wurden im Hinblick auf die zu erzielende Meßgenauigkeit und dem dazu notwendigen Meßaufwand durch orientierende Messungen untersucht.

Es wurden vier Geräuschquellen, eine Küchenmaschine „Mixette“, ein Staubsauger, eine Autohupe und ein Konuslautsprecher mit weißem Rauschen in sieben verschiedenen Räumen mit den Volumen V und dem mittleren Absorptionsvermögen A gemäß der Tabelle I gemessen.

Tabelle I.

V m^3	38	105	140	190	260	500	3300
A m^2	12	7	90	4	30	58	315

3.1. Messungen im Nahfeld, nach DIN 45 632

Wählt man die Meßentfernung nach den Vorschriften von DIN 45 632, so ergibt sich für die drei wenig gerichtet strahlenden Quellen eine Standardabweichung² von $s = \pm (1,6 \dots 3,4)$ dB. Für die stärker gerichtete Schallquelle (Lautsprecher) zeigte sich eine Standardabweichung von $s = \pm 5,7$ dB. Man kann aus den gewonnenen Ergebnissen berechnen, wieviel Messungen n jeweils nötig sein würden, um einen Vertrauensbereich

$$v = s/\sqrt{n} = \pm 1 \text{ dB}$$

¹ Jedenfalls ist dieses Verfahren wesentlich genauer als die sehr fragwürdige Umrechnung auf andere Entfernungen in 10.5 von DIN 45 632.

² Nach DIN 1319 für eine statistische Sicherheit von 68% berechnet mit $s = \pm \sqrt{\sum (x_n - \bar{x})^2 / n - 1}$.

zu erzielen. Es ergeben sich $n = 10$ Meßpunkte für die wenig gerichteten und $n = 32$ Meßpunkte für die gerichtete Schallquelle. Dies gilt für Messung am gleichen Objekt in einem Raum, also für die Sicherheit, mit der ein reproduzierbarer Wert unter gleichen Versuchsbedingungen gewonnen werden kann.

Für die Übertragbarkeit des Meßergebnisses auf andere Räume muß gefragt werden, welche Streuungen bei Messung am gleichen Objekt in verschiedenen Räumen auftraten.

Es ergab sich im Mittel für alle vier Schallquellen eine Standardabweichung von $s = \pm 4$ dB.

3.2. Messungen im quasidiffusen Hallgebiet

Die vorgenommenen Messungen zeigten, daß hier sechs Meßpunkte genügen, um einen Vertrauensbereich von $v = s/\sqrt{n} = \pm 1$ dB zu erzielen. Wählt man diese sechs Meßpunkte in einem Gebiet zwischen etwa dem $\sqrt{10}$ -fachen Hallradius, $r \geq \sqrt{A/5}$ (in Bild 1 mit einem | dargestellt), und andererseits in einem Mindestabstand von 1 m von größeren reflektierenden Flächen, so wird damit offensichtlich auch der Fehler genügend genau ausgemittelt, der bei einer im Hallgebiet noch abfallenden Schalldruckkurve von 1 bis 2 dB je Abstandsverdopplung entstehen kann. In besonders kritischen Fällen wird man noch einige Punkte mehr wählen.

Messungen am gleichen Objekt in verschiedenen Räumen ergaben im Mittel auch hier eine Standardabweichung von $s = \pm 4$ dB.

3.3. Vergleich der Meßunsicherheit

Werden jeweils soviel Meßpunkte gewählt, daß der Vertrauensbereich genügend klein ist, so ist die Meßunsicherheit für das gleiche Objekt, in verschiedenen Räumen gemessen, unabhängig von der Frage, ob im Direktfeld oder im Hallgebiet gemessen wird. In beiden Fällen beträgt die Standardabweichung $s = \pm 4$ dB.

3.4. Vergleich des Meßaufwandes

Um zum gleichen Vertrauensbeweis zu gelangen, müssen im Direktfeld sehr viel mehr Meßpunkte gewählt werden, als im Hallgebiet. Während im Hallgebiet sechs Meßpunkte genügen, braucht man im Direktgebiet bei kugelförmigen Strahlen zehn, bei gerichteten Quellen sehr viel mehr Meßpunkte.

Dadurch dürfte der Mehraufwand an Zeit etwa ausgeglichen sein, der bei Messung im Hallgebiet für die Bestimmung der Nachhallzeit nötig ist. Bei dem Mehraufwand an Geräten für die Nachhallmessung oder eine Normalschallquelle (siehe folgenden Absatz) handelt es sich um eine einmalige Anschaffung, die in den meisten Fällen nicht von entscheidender Bedeutung sein dürfte.

Statt Messung der Nachhallzeit kann auch ein Vergleich mit einer kalibrierten Schallquelle erfolgen. Dieses Verfahren dürfte sich zur Prüfung von Seriengütern besonders eignen. Man ermittelt dann für ein, natürlich genügend konstant bleibendes und betreibbares Stück in einem möglichst halligen Raum dessen Schalleistungspegel L_{PN} . Der unbekannte Schalleistungspegel ist dann

$$L_P = L_{PN} + \overline{L_H} - \overline{L_{HN}}, \quad (1)$$

wenn $\overline{L_H}$ der mittlere Schalldruckpegel des Meßobjekts im Hallgebiet und $\overline{L_{HN}}$ der mittlere Schalldruckpegel der kalibrierten Schallquelle im Hallgebiet ist. Diese Art der Messung hat noch den Vorteil, daß kein absolut kalibriertes Meßmikrofon benötigt wird. Hat die kalibrierte Schallquelle mit genügender Annäherung das gleiche Spektrum wie das Meßobjekt, so ist unter dieser Voraussetzung sogar die Ein-Wert-Messung des bewerteten Schalldruckpegels im Hallgebiet möglich.

3.5. Systematischer Fehler bei Messung im Direktfeld

Geht man von der Vorstellung aus, daß das Meßobjekt eine Kugelfläche mit dem Radius r durchstrahlt, in der die Meßpunkte liegen (nötigenfalls sinnvoll gemittelt), so kann man die Strahlungsleistung der Quelle mit

$$L_{Pd} = \overline{L_r} + 20 \lg \frac{r}{r_0} = \overline{L_r} + 20 \lg \frac{r}{m} + 11 \text{ dB} \quad (2)$$

aus dem mittleren Schalldruckpegel $\overline{L_r}$ errechnen. Vergleicht man die so aus der Direktschallmessung gewonnene Leistung mit der im Hallgebiet gewonnenen

$$L_{PH} = \overline{L_H} + 10 \lg \frac{A}{A_0} = \overline{L_H} + 10 \lg \frac{V}{m^3} - 10 \lg \frac{T}{s} - 14 \text{ dB}, \quad (3)$$

so zeigte sich in den genannten Meßbeispielen eine systematische Abweichung in dem Sinne, daß L_{Pd} im Mittel um 4 dB höher lag als L_{PH} . Vergleicht man mit den Werten, die im Hallraum, $V = 196 \text{ m}^3$ und $A = 4 \text{ m}^2$, gewonnen wurden, so erhöht sich die Abweichung sogar auf 6,6 dB.

Zur Erklärung dieser systematischen Abweichung lassen sich folgende Einflüsse heranziehen:

- Reflexion nahe gelegener Flächen, insbesondere des Fußbodens,
- zusätzlicher Raumhall erhöht den vermeintlichen Direktschall L_r ,
- ungenügende Mittelung bei gerichteten Schallquellen.

Der Einfluß von c) ist grundsätzlich durch genügend hohe Zahl der Meßpunkte, ihre geschickte Auswahl und richtige Mittelung (Leistung, nicht Schalldruckpegel mitteln!) ausschaltbar, jedoch sicher recht schwierig durchzuführen. Messung im Nahfeld wird man also mindestens dann nach Möglichkeit vermeiden, wenn die Schallquelle gerichtet strahlt.

Der Einfluß b), zusätzlicher Raumhall, ist aber grundsätzlicher Art. Ein Blick auf Bild 1 zeigt, daß er in kleineren und halligen Räumen in 1 m Entfernung schon von erheblichem Einfluß ist. Wählt man die Meßpunkte nach DIN 45 632 in 1 m Entfernung von der Oberfläche des Strahlers, so ist die in diesem Diagramm zu benutzende Entfernung vom „Zentrum“ der Schallquelle sogar in vielen Fällen (bei Maschinen großer Abmessungen) noch erheblich größer, $r = 2$ bis 3 m, und dann wird selbst in Werkhallen der Raumhall schon bei der Messung eines dieser Vorschrift entsprechenden „Nahfeldes“ von wesentlicher Bedeutung.

An dem Ideal, daß die Messung ein Güte Merkmal der Maschine ohne Einfluß des Meßraumes sei, kann unter dieser Voraussetzung also nicht mehr festgehalten werden³.

Gelingt es nicht, so nahe vom Zentrum der Schallquelle entfernt zu messen, daß der Hall-Einfluß des Raumes genügend klein ist, so ist demnach auch bei der Nahfeld-Messung die Bestimmung von A über die Nachhallzeit T und des Volumens V nötig, wenn man den Raumeinfluß ausschalten will. Die Vorschrift in DIN 45 632, daß an der Meßstelle der Pegelabfall größer als 4 dB je Abstandsverdopplung sein soll, genügt nach den genannten Messungen jedenfalls nicht zu der Behauptung, allein im Nahfeld gemessen zu haben. Für kugelförmige Abstrahlung wird man aber bei einem Abstand $r \leq r_{gr}/2 = \sqrt{A/200}$ noch von einer Korrektur der allgemeinen Raumreflexionen absehen können. Diese Punkte wurden in Bild 1 mit einem Punkt gekennzeichnet.

Der Einfluß a), Reflexion nahegelegener Flächen, ist von erheblicher Bedeutung für eine eventuelle Meßwertfälschung bei der Messung im Nahfeld. Meist wird es sich dabei um den Fußboden handeln und es erscheint nicht sinnvoll, dessen Einfluß auszuschalten. Man will ja die Eigenschaften der Maschine in ihrer Normalaufstellung kennenlernen und das wird in den meisten Fällen gerade eine kurze Entfernung von etwa 40 bis 100 cm über dem Fußboden sein.

Man befindet sich bei dieser Art der Aufstellung in einem Übergangsgebiet zwischen einem allseitigen Einstrahlen in den Raum und der unmittelbaren

³ Der 1. Satz von Absatz 4 in DIN 45 632 ist danach ohne Änderung der Meßvorschrift nicht haltbar!

Befestigung vor einer reflektierenden Ebene. Im letzten Fall wird nur in einen Halbraum eingestrahlt und es entsteht die doppelte Schalleistung. Da dieser Übergang frequenzabhängig ist, erscheint eine rechnerische Erfassung nicht empfehlenswert.

Bei der Messung im Hallgebiet wird die tatsächlich abgestrahlte Leistung gemäß der Normalaufstellung der Maschine automatisch richtig erfaßt. Zugunsten einer Messung „in 1 m Abstand von der Maschine“ kann nun zwar angeführt werden, daß dies der praktisch zumeist interessierende Wert ist und es sei daher sehr wichtig, ihn mit dem in Rede stehenden Aufstellungseinfluß zusammen zu messen. Man muß sich aber darüber im klaren sein, daß dieser Vorteil mit einem Verzicht auf Umrechnungsmöglichkeiten in andere Räume oder andere Entfernungen erkauft werden muß.

Ist man doch zur Messung im Nahfeld gezwungen, so wird man mit guter Annäherung einen Maschinenkennwert bestimmen, der auf andere Verhältnisse umrechenbar ist, wenn man den Schalldruckpegel \bar{L}_r in einer halbkugelförmigen Hüllfläche bestimmt, deren Mittelpunkt auf dem Fußpunkt des Lotes vom Zentrum der Schallquelle auf die reflektierende Fläche (Fußboden) liegt. Kann man die Bedingung einhalten, daß der Radius dieser Halbkugel $r \geq a$ = der größten Abmessung der Lärmquelle und $r \geq 2h$ (h = Höhe der Maschine) und zugleich $r \leq r_{gr}/\sqrt{2} = \sqrt{A/100}$ ist und der Mindestabstand der Hüllhalbkugel zu weiteren größeren reflektierenden Flächen größer r ist, so kann man den Schalleistungspegel als reine Maschinenkenngröße einschließlich dem Einfluß ihrer Aufstellung berechnen aus

$$L_{Pd} = \bar{L}_r + 20 \lg \frac{r}{r_0} - 3 \text{ dB} = \bar{L}_r + 20 \lg \frac{r}{m} + 8 \text{ dB} \quad (4)$$

Ein Vergleich mit Gl. (2) zeigt, daß gegenüber der rein kugelförmigen Abstrahlung ein Abzug von 3 dB entsteht, und zwar auch dann, wenn der Abstand von der reflektierenden Fläche so groß ist, daß praktisch keine erhöhte Leistungsabstrahlung zustande kommt. Der Abzug ist unter dieser Voraussetzung nötig, da infolge der Reflexion in der benachbarten Fläche der Schalldruck um 3 dB höher gemessen wird. Ist aber die Schallquelle so nahe an der Reflexionsfläche, daß die doppelte Leistung abgestrahlt wird, so erhöht sich der Schalldruck um 6 dB (da die Reflexion konphas eintrifft), die Leistung aber nur um 3 dB, und der Abzug um 3 dB ist ebenfalls richtig. Der Vorteil dieser Methode liegt offensichtlich darin, daß er auch das Übergangsgebiet richtig erfaßt.

Die obengenannte Bedingung $r \leq r_{gr}/\sqrt{2} = \sqrt{A/100}$ ist ebenfalls im Bild 1 durch einen Punkt markiert. Die hier noch zusätzlich genannten Bedingungen $r \geq a$ und $r \geq 2h$ sollen ausreichend sicher-

stellen, daß der Schall die Hüllfläche möglichst senkrecht durchstößt. Nur unter dieser Voraussetzung können die Gl. (2) und (4) beziehungsweise der im Bild 1 im Direktfeld dargestellte Verlauf als gültig angenommen werden. Sie setzen ja eine Integration der Schalleistung nach $P = \oint \mathbf{J} d\mathbf{S}$ voraus, die nur dann mit $P = (p^2/c\varrho)S$ angenähert werden kann, wenn die Vektoren \mathbf{J} und \mathbf{S} die gleiche Richtung haben. Besonders zu beachten ist diese Voraussetzung, wenn der Schall nicht nahezu gleichmäßig aus allen Teilen der Oberfläche des Strahlers austritt, sondern bevorzugt aus kleinen Teilgebieten, wie dies beispielsweise bei Kühlschränken vorkommen kann.

Dagegen ist es nicht zwingend notwendig, daß die gedachte Hüllfläche eine kugel- oder halbkugelförmige Gestalt hat. Beispielsweise könnte bei langgestreckten Lärmquellen, etwa Rohren, auch eine zylinderförmige Hüllfläche angewandt werden. Natürlich müssen dann die Ausbreitungsgesetze einer Zylinderwelle zur Anwendung kommen.

4. Schlußfolgerungen

1. Nur der Schalleistungspegel ist eine eindeutige Maschinenkenngröße und gestattet eine Umrechnung auf den entstehenden Schalldruckpegel in anderen Räumen oder anderen Entfernungen.
2. Die Umrechnung von Schalldruckmessungen, über genügend viele Meßpunkte gemittelt, auf den Schalleistungspegel ist immer leicht möglich, wenn im Hallgebiet oder im reinen Direktfeld gemessen wurde.
3. Ein vermehrter Zeitaufwand bei Messungen im Hallgebiet entsteht nicht, da man dort mit weniger Meßpunkten zur Mittelung auskommt. Die zusätzliche Nachhallmessung wird dadurch kompensiert und ist bei der Messung im Nahfeld auch nötig, wenn die Meßentfernung größer als $r_{gr}/2$ gewählt werden muß.
4. Der geringste Meßaufwand entsteht bei Vergleich mit einer kalibrierten Schallquelle. Sie empfiehlt sich besonders bei der Prüfung von Massengütern. Ist das Spektrum gleich, so kann mit dieser auch der bewertete Schallpegel im Hallgebiet gemessen und auf einen bewerteten Schalleistungspegel der Maschine umgerechnet werden.
5. Die Messung im Hallgebiet ist der Messung im Nahgebiet vorzuziehen, da sie grundsätzlich Fehlermöglichkeiten durch die Aufstellungsart der Maschine und durch die Richtcharakteristik der Quelle ausschließt.
6. Messung im Nahfeld der Maschine kann notwendig werden, weil

- a) der Störpegel im Meßraum zu hoch ist,
- b) die Messung im Freien oder in einem sehr stark gedämpften Raum erfolgen muß,
- c) infolge sehr komplizierter Gestalt das Volumen V des Meßraumes nicht ausreichend genau, auf 10 bis 20%, bestimmt werden kann und eine kalibrierte Schallquelle nicht beschaffbar ist.

Dann muß versucht werden, in möglichst geringer Entfernung r von einem „Zentrum“ der Schallquelle zu messen unter Einhaltung der Bedingungen

$$r \geq a, \quad r \leq \sqrt{A/200} = r_{gr}/2$$

für allseitig freie Abstrahlung,

$$r \geq a, \quad r \geq 2h, \quad r \leq \sqrt{A/100} = r_{gr}/\sqrt{2}$$

für Einstrahlung in einen Halbraum über einer benachbarten reflektierenden Fläche (Fußboden).

7. Sind die Bedingungen in 6. nicht einzuhalten und muß trotzdem im Nahfeld gemessen werden, so ist der Raumeinfluß zu eliminieren, indem der Schalleistungspegel aus der Meßentfernung, dem Schallabsorptionsvermögen A und der theoretischen Abfallkurve für den Schalldruckpegel bestimmt wird. Soll diese Abfallkurve für den Meßraum oder den Aufstellungsraum (genauer) durch Messung bestimmt werden, so muß hierfür ein Kugelmikrofon verwendet werden.
8. Die Angabe des Schalldruckpegels „in 1 m Entfernung von der Maschine“ sollte auf die Fälle beschränkt werden, in denen auf eine Umrechnung auf andere Entfernungen und andere Räume grundsätzlich verzichtet und eine Ein-Wert-Angabe in DIN-phon oder dB(A) angestrebt wird.

5. Anmerkungen

Die angeführten Meßergebnisse sind im Rahmen einer Diplomarbeit von Herrn Dipl.-Ing. J. SEIFERT gewonnen worden. Herr Dipl.-Ing. E. SONNTAG hat diese Arbeit betreut und bei der Ausarbeitung dieser Mitteilung geholfen.

Inzwischen erschien eine Arbeit von R. J. WELLS und F. M. WIENER [7] über das gleiche Thema. Die dort erhaltenen Ergebnisse schließen sich an die hier mitgeteilten gut an. Speziell zeigt sich dort, daß unter guten Freifeld- oder Hallraumbedingungen eine recht befriedigend genaue Eichung einer Schalleistungsquelle möglich ist und bei einem Vergleich mit einer solchen Norm-Schallquelle auch im Übergangsgebiet zwischen Direktfeld und Hallgebiet und in beliebigen Aufstellungsräumen gute Ergebnisse erwartet werden können. Es wird dort empfohlen, immer die Schalleistung nach einer der hier beschriebenen Methoden zu bestimmen.

(Eingegangen am 10. Juli 1961.)

Schrifttum

- [1] STEVENS, S. S., Calculation of the loudness of complex noise. J. Acoust. Soc. Amer. 28 [1956], 807.
- [2] ZWICKER, E., Die psychologischen und methodischen Grundlagen der Lautheit. Acustica 8 [1958], Beiheft, 237.
- [3] SLAWIN, I. I., Industrielärm und seine Bekämpfung. Leningrad 1955. VEB Verlag Technik Berlin 1960.
- [4] SLAWIN, I. I., Normen und Vorschriften zur Geräuscheinschränkung in der Produktion. Leningrad, L 10 T 1955.
- [5] LÜBCKE, E., Bewertung von Geräuschen. Frequenz 13 [1959], 287.
- [6] KRYTER, K. D., The effect of noise on man. Journ. of Speech and Hearing Disorders, Suppl. I, 1950.
- [7] WELLS, R. J. and WIENER, FRANCIS M., On the Determination of the Acoustic Power of a Source of Sound in Semi-Reverberant Spaces. Noise Control 7 [1961], 21.

KOMPONENTENBESTIMMUNG BEI KRAFTFAHRZEUG-GERÄUSCHEN

von G. BOBBERT, Neckarsulm

Herrn Prof. Dr. phil. M. Grüzmacher zum 60. Geburtstag gewidmet

Zusammenfassung

Das Geräusch eines Kraftfahrzeuges setzt sich aus dem Zusammenwirken einer ganzen Reihe von teils bedeutenden, teils weniger wichtigen Teilschallquellen zusammen. Zu ihrer Ermittlung können je nach den speziellen Verhältnissen zum Beispiel die Methode der Eliminierung oder der Isolierung bestimmter Teilgeräusche angewendet werden. In anderen Fällen kann der Beitrag einer Teilquelle durch Messung in ihrem Nahfeld relativ so angehoben werden, daß sie praktisch allein maßgebend wird. Auch die Körperschallabtastung schwingender oder abstrahlender Fahrzeugteile läßt oftmals einen Schluß auf den Beitrag zum Gesamtgeräusch zu.

Summary

The noise generated by motorcars is composed of a greater number of more or less important components. The partial sound sources may be determined either by elimination or by insulation of partial noise. Another possibility is to increase the level of one particular sound source by measurements within its proximity field. Conclusions on the contribution to the total noise may also often be drawn from scanning vibrating or radiating parts of the car with respect to structure-borne sound.

Sommaire

Le bruit d'une automobile se compose d'une série de sources sonores partielles qui sont plus ou moins importantes. On peut, pour les déterminer, appliquer par exemple une méthode d'élimination ou d'isolation de certains bruits partiels conformément aux circonstances données. Dans d'autres cas, on peut, en faisant des mesures à courte distance d'une source sonore, élever si fortement sa contribution relative aux autres sources, que cette source seule a de l'importance. Le balayage du son sur les parties vibrantes et rayonnantes de la voiture, permet souvent, aussi, d'évaluer leur contribution au bruit total.

1. Vorbemerkung

Das Geräusch eines Kraftfahrzeuges, das der außenstehende Beobachter oder der innen sitzende Benutzer und Mitfahrer hören, rührt von einer ganzen Reihe von mehr oder weniger wichtigen Teil-schallquellen her. Stärke und Spektrum der einzelnen Komponenten, und damit die Zusammensetzung des Gesamtgeräusches, sind nicht nur von Fahrzeugtyp zu Fahrzeugtyp sehr verschieden, sie werden auch in starkem Maße vom momentanen Betriebszustand des Fahrzeuges geprägt. Das Ansauggeräusch, um ein Beispiel zu nennen, wächst im allgemeinen mit der vom Motor abgegebenen Leistung stark an, während andere Komponenten gerade im Leerlauf besonders hervortreten können. Die Hauptvoraussetzung für eine wirksame Minderung des Gesamtgeräusches eines bestimmten Fahrzeuges ist daher die genaue Kenntnis von Stärke und Spektrum der einzelnen Teilgeräusche in Abhängigkeit vom Betriebszustand. Zu ihrer Ermittlung sind eine ganze Reihe von Methoden entwickelt worden und bekannt geworden, von denen die wichtigsten im folgenden beschrieben werden sollen.

2. Eliminierung

Oftmals lassen sich bestimmte Teilgeräusche durch geeignete Maßnahmen aus dem Gesamtgeräusch eliminieren. Durch Vergleich von Pegel und Spektrum vor und nach der Eliminierung läßt sich auf das gesuchte Teilgeräusch schließen. Die Methode setzt allerdings voraus, daß das gesuchte Teilgeräusch wenigstens die gleiche Stärke wie das Restgeräusch hat oder ausgeprägte Komponenten für das Gesamtspektrum liefert. Mit anderen Worten, die Eliminierung einer unbedeutenden Teilschallquelle hat auf das Gesamtgeräusch kaum einen Einfluß; ein Schluß auf ihren Beitrag ist nicht möglich.

Besonders bekannt und allgemein angewendet ist die Eliminierung der Luftschallkomponenten des Auspuff- oder Ansauggeräusches [1]. Bild 1 zeigt

die Anordnung bei einem Motorrad, das hier auf einem transportablen Prüfstand (zur Bremsung der Motorleistung) aufgebaut ist. Die Luftschallanteile

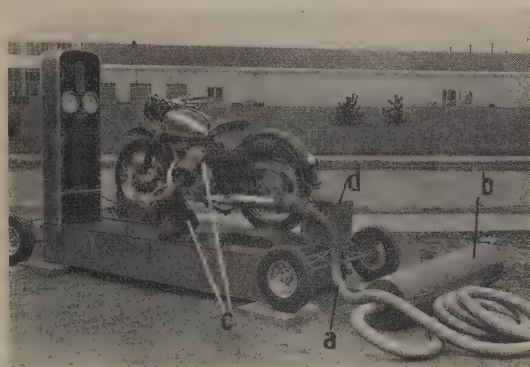


Bild 1. Motorrad auf transportablem Rollenstand zur Abbremsung der Motorleistung. Eliminierung von Auspuff- und Ansauggeräusch mit überdimensionalen Dämpfern (b und c). Der Verbindungsschlauch (a) wird zur Messung ausgerollt. Störgeräusche schluckt das Reifengeräuschfilter (d).

des Auspuff- und Ansauggeräusches werden in Schläuchen (a) zu überdimensionalen Schalldämpfern (b und c) geführt, die diese Anteile so stark mindern, daß sie unbedeutend werden. Störgeräusche durch Reifenpfeifen auf der gebremsten Laufrolle des Prüfstandes schluckt das Absorptionsfilter (d). Bild 2 zeigt die Ergebnisse für die Auspuffgeräuscheminierung von zwei Lastwagen [2]. Man erkennt, daß das Auspuffgeräusch bei Fahrzeug 1 (Kurven a und b) offenbar im gesamten Drehzahlbereich für das Gesamtgeräusch bestimmend ist, während eine Minderung der Auspuffkomponente bei Fahrzeug 2 (Kurven e und d) nur noch wenig Verbesserungen bringen könnte.

Einen anderen Versuchsaufbau zur Eliminierungsmethode zeigt Bild 3 [3]. Auf einem ortsfesten Rollenprüfstand, der wiederum zum Abbremsen der Motorleistung dient, ist ein Personenwagen so mon-

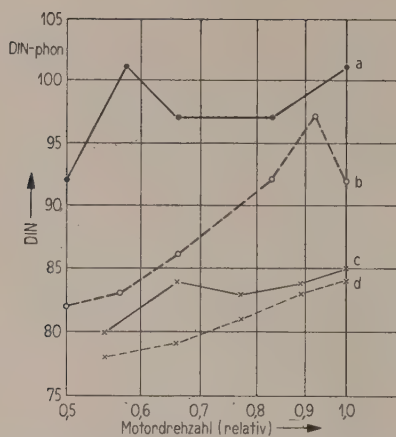


Bild 2. Geräuschpegel von zwei Lastwagen in Abhängigkeit von der Motordrehzahl. Gesamt- und Restgeräusch des Fahrzeugs 1 (Kurven a und b). Gesamt- und Restgeräusch des Fahrzeugs 2 (Kurven c und d). (Das Restgeräusch verbleibt nach Eliminierung des Auspuffgeräusches.)

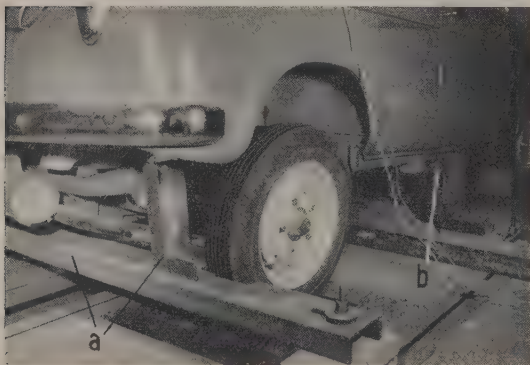


Bild 3. Personenwagen auf Rollenstand zur Abbremung der Leistung. Das Triebwerk mit der Antriebsachse ist von der übrigen Karosserie körperschallisoliert und mittels Trägern (a) gesondert montiert. Die Karosserie ist über Gummielemente (b) abgestützt.

tiert, daß der Motor mit den angetriebenen Hinterrädern und die übrige Karosserie für Körperschallleitung voneinander isoliert sind. Das Triebwerk ist dazu vom Fahrzeug gelöst und mittels Trägern (a) fest auf dem Fußboden verschraubt. Die Karosserie ist gesondert, aber über elastische Auflagen (b) auf dem Fundament befestigt, doch sind äußerlich der Motor und das übrige Fahrzeug ungefähr in ihrer Normallage geblieben. Hierdurch wird erreicht, daß die Vibration des Triebwerks nicht als Körperschall in die Karosserie eindringen können und innen von den Blechteilen nicht als Luftschall abgestrahlt werden können. Bei der Messung des Schalles im Innenraum ist also die durch Körperschallleitung bedingte Komponente eliminiert. Vergleicht man das Ergebnis mit einer Messung an dem anschließend

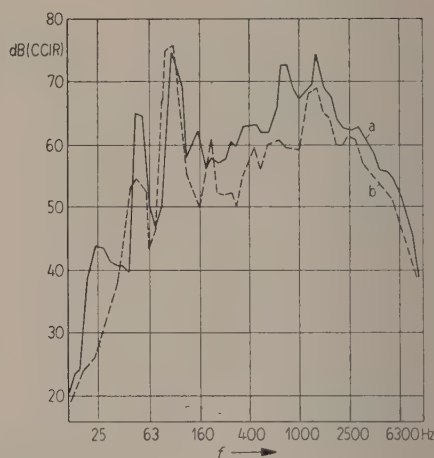


Bild 4. Eliminierung der Körperschallübertragung. Aus dem Gesamtgeräusch (Kurve a) im Innenraum eines Personenwagens bei der Motordrehzahl 50 U/s ist der durch Körperschallleitung bedingte Anteil eliminiert (Kurve b). Terzpegeldiagramm mit CCIR-Bewertung.

wieder normal montierten Fahrzeug, kann man aus dem Unterschied auf den Einfluß der Körperschallleitung schließen. Bild 4 zeigt das Ergebnis für einen praktischen Fall. Für die Motordrehzahl von 50 U/s sind die (nach der Psophometerkurve des CCIR bewerteten [4]) Terzpegeldiagramme der Geräusche im Innenraum bei normal montiertem Wagen (a) und bei eliminiertem Körperschallanteil (b) aufgetragen. Der Vergleich beider Kurven läßt wesentliche Körperschallübertragung für die Komponenten von 1/2 und 1/1 der Motordrehzahl sowie im mittleren und hohen Frequenzbereich erkennen.

Ebenfalls zur Eliminierung dient die Kapselung von Fahrzeugteilen. Bild 5 zeigt den nach außen gedrehten Auspuffdämpfer eines Motorrollers, eingebettet in eine mit Mineralwolle gefüllte Kiste (der Deckel ist abgenommen) [5]. Durch die Kapselung



Bild 5. Nach außen gedrehter Schalldämpfer eines Motorrollers in eine Kiste mit Mineralwolle eingebettet zur Kapselung gegen Körperschallabstrahlung (Kiste im Bild geöffnet).

wird der Körperschallanteil des Auspuffgeräusches, das heißt die Abstrahlung von Luftschall durch die Blechwandung des (in diesem Falle) flachen Dämpfers eliminiert. Durch Vergleich mit der Messung ohne die Kiste läßt sich wiederum leicht auf den Körperschallanteil schließen.

3. Isolierung

Im Gegensatz zur Eliminierung einer Teilschallquelle gilt es jetzt, eine bestimmte Teilschallquelle isoliert, ohne Beimischung anderer Geräusche, hörbar und meßbar zu machen. Neben dem so bestimm-
baren Absolutbetrag kann durch Vergleich mit dem Gesamtgeräusch auch der relative Beitrag der isolierten Komponente ermittelt werden. Das letztere ist oft wichtiger, da danach entschieden werden kann, ob durch Änderungsmaßnahmen eine wesentliche, merkbare oder unbedeutende Geräuschminderung zu erwarten ist.

Altbekannt und experimentell einfach ist die Isolierung des sogenannten Rollgeräusches aus dem Fahrgeräusch eines Kraftwagens. Unter Rollgeräusch wird dabei der Anteil des Schalles im Innenraum verstanden, der durch das Abrollen der Räder auf der Fahrbahn verursacht wird. Zur Bestimmung wird der Prüfling mit abgestelltem Motor durch einen Begleitwagen geschleppt. Wenn anschließend oder vorher der Prüfling mit eigener Kraft dieselbe Strecke abfährt, läßt sich das Gesamt-Fahrgeräusch messen, das neben dem Rollgeräusch vor allem das Getriebe und Motorengeräusch enthält. Je nach der Differenz zwischen Fahr- und Rollgeräusch spricht man auch von „Straßendröhnern“, bei denen der Unterschied klein ist und das Rollgeräusch somit überwiegt, und von „Motordröhnern“, bei denen das Rollgeräusch eine untergeordnete Rolle spielt. Bild 6 zeigt die Ergebnisse für einen typischen

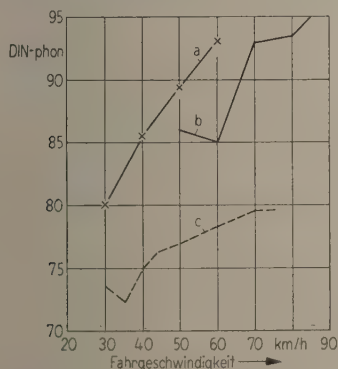


Bild 6. Fahrgeräusch und Rollgeräusch eines „Motordröhners“ in Abhängigkeit von der Fahrgeschwindigkeit; Fahrgeräusch im 3. Gang (Kurve a); Fahrgeräusch im 4. Gang (Kurve b); Rollgeräusch im Schlepp ohne Gang (Kurve c).

Motordröhner, bei dem das Rollgeräusch weit unter dem Fahrgeräusch liegt.

Zur Isolierung des vom Ansaugsystem herrührenden Anteils des Geräusches im Innenraum eines Kraftwagens läßt sich die eben beschriebene Schleppmethode noch etwas abwandeln. Der Prüfling wird jetzt mit eingelegetem direktem Gang, aber abgeschalteter Zündung geschleppt, so daß bei vollgeöffneter Drossel der Ansaugvorgang normal abläuft, während die Verbrennung im Zylinder und alle damit zusammenhängenden Geräusche entfallen. Diese Isolierung des Ansauggeräusches ist allerdings insofern unvollkommen, als das Rollgeräusch dabei nicht eliminiert wird. Die Methode ist daher nur bei stark hervortretendem Ansauggeräusch sinnvoll. Bild 7

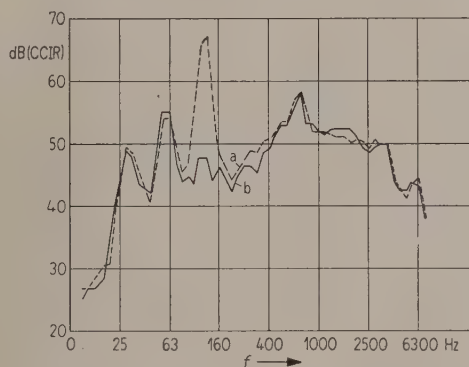


Bild 7. Geräuschspektrum (Terzpegeldiagramm nach CCIR-Kurve bewertet) im Innenraum bei Schlepp des Wagens mit 4. Gang und abgestellter Zündung. Drossel voll geöffnet (Kurve a), Drossel geschlossen (Kurve b).

zeigt einen solchen Fall. In dem wie oben beschriebenen geschleppten Wagen ergibt sich bei voll geöffneter Drossel ein Geräuschspektrum (Kurve a), das als beherrschende Komponente einen Einzelton enthält. Eine Harmonische der Motordrehzahl fällt hier mit der Resonanz des Ansaugdämpfers zusammen. Bei geschlossener Drossel wird keine Luft angesaugt, und das Ansauggeräusch entfällt (Kurve b).

Während — wie im vorausgehenden Kapitel beschrieben — sowohl der Luft- wie der Körperschallanteil des Auspuffgeräusches durch Eliminierung erkennbar wird, läßt sich der Luftschallanteil auch isolieren. Dazu dient ein Versuchsaufbau wie in Bild 8 skizziert. Außer dem Luftschall, der durch das verlängerte Auspuffrohr durch die Wand nach außen geführt wird, ist das gesamte Restgeräusch abgekapselt. In der Praxis hat es sich als ausreichend erwiesen, den Prüfling beispielsweise in einer Garage mit massivem und dicht schließendem Einfahrtstor zu betreiben und außen — etwa in 7 m Abstand — zu messen. Auf eine etwaige Anregung der Trennwand zu Körperschallschwingungen ist zu

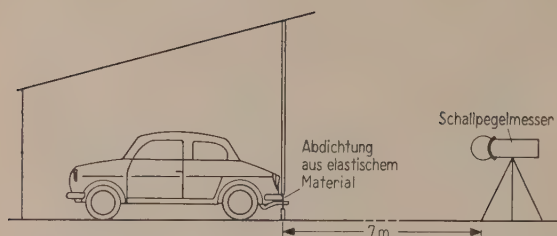


Bild 8. Schema für die Isolierung des Auspuffgeräusches durch Kapselung des Prüfwagens in einem Schuppen (zum Beispiel Garage). Das Auspuffrohr ist verlängert und führt das Abgas durch den Wanddurchlaß.

achten. Eine elastische Zwischenlage (siehe Bild 8) ist daher gegebenenfalls notwendig.

4. Nahfeldmessung

Die Isolierung einzelner, örtlich begrenzter Teil-schallquellen läßt sich auch durch Messung im Nahfeld dieser Quellen erreichen, besonders wenn sie möglichst punktförmig sind. Wenn der Meßabstand im Verhältnis zur Entfernung benachbarter Teil-schallquellen klein gehalten werden kann, ist es nicht einmal erforderlich Richtmikrophone zu verwenden. (Für die vorwiegend tief- und mittelfrequenten Kraftfahrzeuggeräusche wäre die Richtwirkung auch im allgemeinen schwer zu realisieren.) Neben den evidenten Vorteilen der Methode steht der Nachteil einer schlechten Reproduzierbarkeit. Je näher nämlich das Mikrophon an die Quelle herangerückt wird, desto mehr machen geringe Abstands- und Lageveränderungen den Meßwert unsicher. Auch können Strahlungswärme bei der Messung an heißen Motor- oder Auspuffteilen oder Wirbelbildung bei der Prüfung im Luftstrom von Lüftern, Luftheizungen, Ansaug- oder Abgasdämpfern die Ergebnisse empfindlich stören. Trotzdem leistet die Methode in vielen Fällen gute Dienste, wofür einige Beispiele angeführt werden sollen.

Stationäre Betriebszustände der Fahrzeugmotoren lassen sich auf Bremsständen bequem und reproduzierbar nachbilden. Häufig treten aber gerade bei instationären Übergangszuständen, zum Beispiel beim Beschleunigen durch stoßweises Gasgeben oder beim Heraus- oder Herunterschalten der Getriebe-gänge, kurzzeitige unangenehme Geräusche, sei es im Getriebe, am Auspuff oder am Vergaser, auf. Auch die Geräuscentwicklung beim Einlegen der Motorbremse starker Lastwagen mit Dieselmotoren gehört hierher. Nur auf der Straße lassen sich diese Geräusche naturgetreu erzeugen, doch ist es schwer, sie just im Moment der Vorbeifahrt an einem ortsfest am Straßenrand aufgestellten Mikrophon auszulösen. Die Messung mit einem am Fahrzeug angebrachten, also mitfahrenden Mikrophon bietet

eine gute Möglichkeit für systematische Untersuchungen der instationären Geräusche. Zwar ist schon versucht worden, das mitfahrende Mikrophon in größerem Abstand, zum Beispiel an einem Ausleger anzubringen [2] und so das Gesamtgeräusch zu messen, doch führten neuere Entwicklungen dazu, die isolierte Bestimmung von Teilgeräuschen damit zu verbinden. Das Verfahren von FRIETZSCHE [6] gestattet unter Verwendung eines Vierkanalschreibers die synchrone Registrierung der Schalldruckverläufe zweier Teilschallquellen und die Aufzeichnung der Motordrehzahl und der Motorleistung. Bild 9 zeigt die Anbringung eines der beiden Mikrophone in der Nähe des Auspuffaustritts. Die gemeinsame Betrachtung des Betriebszustandes (Motordrehzahl und -leistung) und der gleichzeitig auftretenden Schalldruckschwankungen ist vor allem für den Konstrukteur von Schalldämpfern von hohem Wert.



Bild 9. Montage des Mikrophons (mit Windhaube) am Prüfwagen zur isolierten Bestimmung des Auspuffgeräusches während der Fahrt.

Ein anderes Beispiel für die isolierte Darstellung eines Teilgeräusches durch Messung im Nahfeld zeigt Bild 10. Ein Sondenmikrophon ist hier nahe der Ansaugöffnung eines Motorrades angebracht. Das im Rhythmus der Motordrehzahl stoßweise Einsaugen der Verbrennungsluft beziehungsweise das dadurch entstehende Geräusch ist an dieser Stelle wesentlich lauter als der übrige „Störschall“ und wird praktisch allein vom Schallpegelmesser angezeigt.

Die Abtastung von Motor- und Auspuffteilen durch Nahfeldmessungen kann auch die Verfolgung der Übertragungswege vom Entstehungs- zum Abstrahlungsort eines Teilgeräusches ermöglichen. So zeigte sich zum Beispiel, daß die relativ ebene und ziemlich ungedämpfte Stirnfläche eines Auspuffdämpfers (siehe Bild 11 rechts) in einem bestimmten Drehzahlbereich des Motors Zahnradgeräusche aus dem Getriebe abstrahlte [8]. Natürlich war es einfach, die Abstrahlung durch konstruktive Änderungen ausreichend zu mindern, nachdem es gelun-

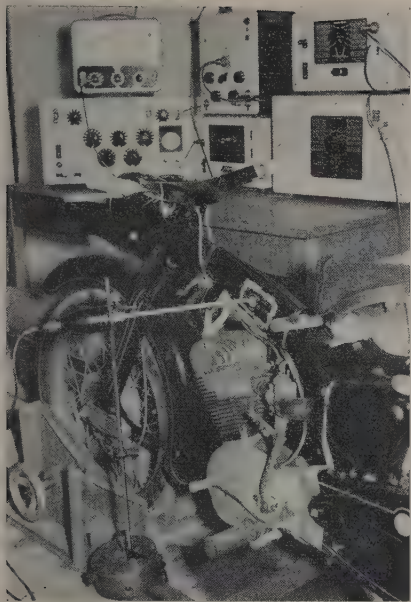


Bild 10. Schallpegelmessung im Nahfeld der Ansaugöffnung eines Motorrades (Tank abgenommen). Der Hohlraum des Fahrzeugrahmens dient als Ansaugdämpfer.

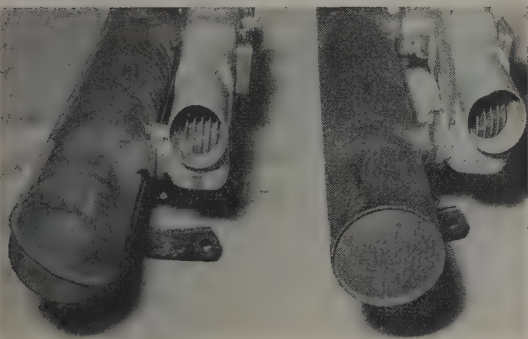


Bild 11. Zwei Auspuffdämpfer mit gleichem innerem Aufbau aber verschiedener Außenform. Die Stirnfläche des rechten Dämpfers ist zur Minderung der Schallabstrahlung beim linken Dämpfer abgeändert.

gen war, den Abstrahlungsort zu ermitteln (siehe Bild 11 links).

Auf die meßtechnisch ähnliche Untersuchung von Reifenpfeifen, das durch das Abrollen der fein gemaserten Reifenprofile auf der Straße entsteht, sei hier nur hingewiesen [3].

5. Körperschallmessung

Die Teilgeräusche, die durch Schwingungen und Vibrationen an und von Fahrzeugen und Motor- teilen entstehen — vom Fahrzeugbauer meist als

„mechanisches Geräusch“ bezeichnet — lassen sich häufig durch Messung mit Körperschallaufnehmern an den schwingenden (oder abstrahlenden) Teilen untersuchen und unabhängig von anderen Geräuschen beurteilen. Allerdings wird dabei dann nicht das Geräusch selbst gemessen, sondern nur die auslösenden Körperschallschwingungen.

Das Prellen der Kipphebel auf den Nocken bei der Steuerungsreinrichtung von 4-Takt-Motoren zum Beispiel, das als Ticken besonders bei hohen Motordrehzahlen hörbar werden kann, läßt sich durch Be-

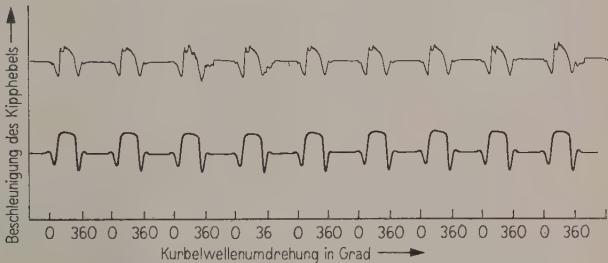


Bild 12. Beschleunigung des Kipphebels in Abhängigkeit von der Kurbelwellenumdrehung bei einer Motordrehzahl von 100 U/s. Unterer Kurvenzug: geometrisch vorgegebener Sollverlauf; oberer Kurvenzug: gemessener Verlauf.

schleunigungsmessung an den Kipphebeln untersuchen [5]. In Bild 12 ist für eine bestimmte Motordrehzahl unten der aus den geometrischen Verhältnissen theoretisch ermittelte Beschleunigungsverlauf, oben der gemessene aufgetragen. Das Abheben des Kipphebels vom Nocken (Prellen) ist durch Vergleich beider Kurvenzüge deutlich erkennbar. Änderungsmaßnahmen werden dadurch möglich.

Ein weiteres Beispiel für eine derartige gesonderte Bestimmung eines Teilgeräusches veranschaulicht Bild 13 [5]. Die vom Blech der Hinterradver-

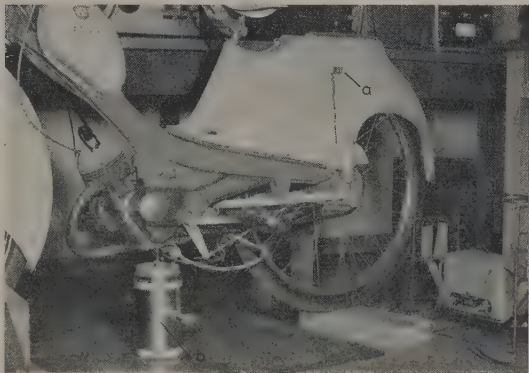


Bild 13. Abtastung der Schwingungen der Blechverkleidung eines Mopeds (a). Die Vibrationen werden bei dem gezeigten Versuchsaufbau durch einen elektromechanischen Erreger (b) nachgeahmt.

kleidung des gezeigten Mopeds abgestrahlten Geräusche ließen sich in Frequenz und Pegel durch Abtasten mit einem Körperschallaufnehmer (a) abschätzen. Um die Eigenfrequenzen der Bleche schneller zu finden, wurde dabei das ganze Fahrzeug mit dem im Bilde sichtbaren elektrodynamischen Schwingungserreger (b) geschüttelt.

In Bild 14 sind die Ergebnisse der Messungen vor (a) und nach (b) Aufbringen eines guten schalldämpfenden Belages auf die Innenseite des Bleches dargestellt. (Daß in diesem Falle die Anbringung eines „Antidröhnbelages“ — wie Bild 14 erkennen

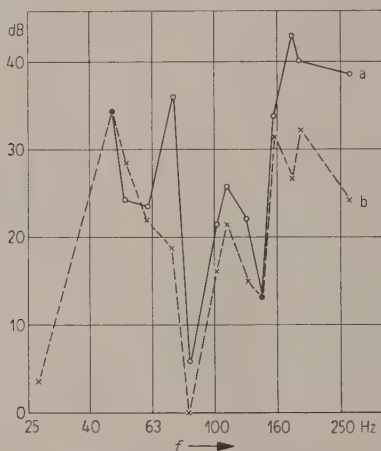


Bild 14. Schwingbeschleunigung (in relativem Maßstab) in den Eigenfrequenzen einer Mopedverkleidung vor (Kurve a) und nach (Kurve b) Aufbringung eines dämpfenden Belages. (Die Meßpunkte sind der Übersichtlichkeit halber zu einem Polygonzug verbunden.)

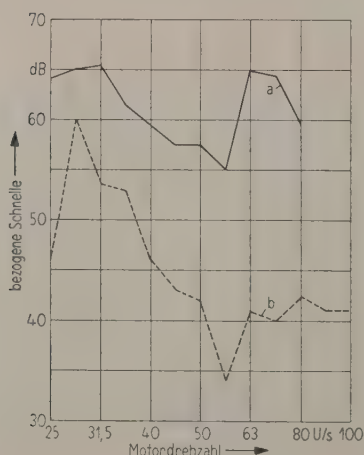


Bild 15. Schnellepegel (in relativem Maßstab) am Befestigungspunkt zweier Motoren im Fahrzeug in Abhängigkeit von der Motordrehzahl; für einen Hubkolbenmotor (Kurve a), für einen NSU-Wankelmotor (Kurve b).

läßt — keine ausreichende Besserung bedingt, sei nur am Rande vermerkt.)

Das von den Blechteilen im Innenraum eines Automobils abgestrahlte Teilgeräusch läßt sich unter anderem durch eine schwingungsdämmende Montage des Triebwerks im Fahrzeug mindern. Um die Wirkung eventueller Verbesserungsmaßnahmen schnell und ohne langwierige Messungen des Geräusches selbst zu erkennen, bewährte sich auch hier die Abtastung der Körperschallschwingungen, in diesem Falle unmittelbar an den Befestigungspunkten des Motors im Fahrzeug. Da die Geräuschabstrahlung von BiegeWellen etwa der Körperschallschnelle proportional ist, empfiehlt es sich dabei nicht die meist einfachere zu messende Beschleunigung zu bestimmen, sondern einen Schnellempfänger zu benutzen [9]. Als Beispiel ist in Bild 15 der in Abhängigkeit von der Motordrehzahl auf diese Weise gewonnene Schnellepegel in einem Fahrzeug für zwei verschiedene Motoren aufgetragen.

6. Schlußbemerkung

Die getrennte Bestimmung der Teilgeräusche eines Kraftfahrzeuges muß von Fall zu Fall und von Typ zu Typ mit verschiedenen Methoden und Mitteln versucht werden. Die Wege hierzu sind im allgemeinen von Fall zu Fall entwickelt worden und hier und da in der Fachliteratur beschrieben. Es schien nützlich, die wichtigsten Möglichkeiten — gleichsam als Katalog — zusammenzustellen und an Hand von Beispielen zu erläutern. Außer den beschriebenen Meßanordnungen gibt es noch eine Reihe weiterer, so zum Beispiel die Klassierung des wechselnden Geräuschpegels und die Zuordnung mit statistischen Mitteln [10] oder die bei der Beschreibung zu Bild 13 bereits gestreifte Simulierung einzelner Teilgeräusche durch elektrisch betriebene Schwingungserreger. Mosaikartig muß das Gesamtgeräusch aus den zu ermittelnden Teilgeräuschen rekonstruiert werden, und erst dann kann mit der Hauptaufgabe, der Minderung der Geräuschentwicklung, begonnen werden.

(Eingegangen am 6. Juli 1961.)

Schrifttum

- [1] MARTIN, H., Die Schalldämpfung der Motorräder. ATZ 54 [1952], 102.
- [2] BOBBERT, G., Verkehrsgerausche, ihre Messung und ihre Beurteilung. Deutsche Kraftfahrtforschung H. 91 [1956], 18 und 14.
- [3] BOBBERT, G., Geräusche im Innenraum von Personenzügen. VDI-Z. 101 [1959], 1217.
- [4] DIN 45405 (siehe auch CCIR-Kurve des Comité Consultatif International Téléphonique).
- [5] BOBBERT, G., Die Schalldämpfung von Kraftfahrzeugen. VDI-Ber. 24 [1957], 133.

- [6] FRIETZSCHE, G., Erweiterte Geräuschmessungen an Kraftfahrzeugen mit einem Vierkanal-Meßschreiber. ATZ 62 [1960], 173.
- [7] BOBBERT, G., Verkehrsgeräusche von Kraftfahrzeugen, insbesondere Motorrädern. VDI-Z. 99 [1957], 45.
- [8] BOBBERT, G. und WINKELHOLZ, E. A., Geräuschmessungen im Nahfeld eines luftgekühlten Ottomotors. MTZ 22 [1961], 166.
- [9] BOBBERT, G., Schwingungen an Personenwagen mit Kreiskolbenmotor. VDI-Ber. 48 [1961], 91.
- [10] BOBBERT, G., Lautstärkepegel in Kraftwagen bei verschiedener Verkehrssituation. ATZ 60 [1958], 131.

UNTERSUCHUNGEN ZUR HÖRBARKEIT VON SCHALLSIGNALEN AUF SEESCHIFFEN

VON W. KALLENBACH, H.-J. RADEMACHER und H. J. SCHROEDER, Braunschweig

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

Herrn Prof. Dr. phil. M. Grützner zum 60. Geburtstag gewidmet

Zusammenfassung

Die Hörbarkeit von akustischen Signalen auf Schiffen hängt sowohl von dem Störpegel auf den Schiffen wie von dem Schallpegel der einfallenden Signale ab. Um einen statistischen Überblick über den auf der Kommandobrücke herrschenden Geräuschpegel zu erhalten, wurden auf 24 deutschen Seeschiffen Pegelmessungen und Tonbandaufnahmen ausgeführt. Die daraus gewonnenen Terzbandspektren sowie ihre Mittelwerte und Streubreiten werden angegeben. Die für die Signalerkennung erforderlichen Signalschwellenpegel für die Schiffsgeräusche wurden durch subjektive Beobachtungen mit Hilfe der Bandaufnahmen ermittelt. Bei Zugrundelegung durchschnittlicher Schallausbreitungsbedingungen liegt der optimale Frequenzbereich der Signale um 300 Hz.

Summary

The audibility of acoustical signals on ships depends upon the noise level as well as upon the sound level of the signal. For a statistical survey of the noise level on pilot bridges of ships level measurements and tape recordings were made on 24 German sea-going ships. The resulting third octave band spectra, and their mean values and scatter are given. The signal level threshold necessary for signal recognition in the presence of the ship's noise was determined by subjective observations with the help of the tape recordings. Under normal sound propagation conditions the optimal signal frequency range is found at about 300 c/s.

Sommaire

L'audibilité des signaux acoustiques sur des navires dépend aussi bien du niveau des perturbations que du niveau des signaux incidents. Pour avoir un aperçu statistique des niveaux de perturbation sur le banc de quart, on a fait des mesures de niveaux et des enregistrements du son à l'aide d'une bande magnétique sur 24 navires allemands. On donne les spectres par tiers d'octave ainsi que leurs valeurs moyennes et leurs valeurs de variation. On a déterminé par des observations subjectives à partir de ces enregistrements sur bandes magnétiques, le niveau du seuil des signaux qui est exigé par le bruit des navires. En tenant compte des conditions moyennes de propagation du son, on trouve que la bande de fréquence optimum des signaux est située autour de 300 Hz.

1. Einleitung

Trotz der fortgeschrittenen Entwicklung der Radartechnik spielen Schallsignale in der Seeschiffahrt auch heute noch eine große Rolle. Insbesondere im Nahbereich, auf der Fahrt im Revier und auf engen Wasserstraßen, vor allem bei unsichtigem Wetter ist die rechtzeitige Erkennung von akustischen Signalen zur Abwendung von Gefahrenlagen von Bedeutung. Mit der Verdrängung der Dampfmaschine durch den Dieselmotor als Schiffsantrieb ist der Störpegel an Bord der Schiffe erheblich angewachsen. Im gleichen Maße ist damit auch der zur

Erkennung der Signale erforderliche Signalschwellenpegel gestiegen oder anders ausgedrückt, die Hörweite der Signale gesunken. Da es aus technischen und Energieversorgungs-Gründen kaum noch vertretbar ist, die Lautstärken der Signale weiter zu erhöhen, muß angestrebt werden, durch schalldämpfende Maßnahmen auf den Schiffen den Störpegel zu senken.

Um einen Überblick über die tatsächlich auf deutschen Seeschiffen vorhandenen Geräuschpegel und ihre Frequenzzusammensetzung sowie die zur Hörbarkeit von Signalen erforderlichen Schwellenpegel zu erhalten, wurden im Laufe des Jahres 1959 auf

einer größeren Zahl deutscher Seeschiffe akustische Messungen ausgeführt. Diese erstreckten sich auf den Schallpegel auf der Brücke bei verschiedenen Fahrtstufen. Ferner wurden die Geräusche zugleich auf Tonband aufgenommen und von diesen Aufnahmen später im Laboratorium Terzfilteranalysen ausgeführt. Die Tonbandaufnahmen dienten ferner zur Reproduktion der Geräusche bei der subjektiven Beobachtung der für die Signalerkennung erforderlichen Signal-Schwellenpegel. Mit Hilfe dieser Messungen und Beobachtungen ist es möglich, bei Zugrundelegung mittlerer Schallausbreitungsbedingungen diejenigen Schallpegelwerte zu berechnen, die die Signale in 7 m Abstand haben müssen, um mit ausreichender Sicherheit eine bestimmte Reichweite zu erzielen. Pegelmessungen in 7 m Abstand haben den Vorteil, daß sie praktisch unabhängig von der Wetterlage sind, sich verhältnismäßig einfach im Freien oder in einem genügend großen echofreien Raum ausführen lassen und zu gut reproduzierbaren Werten führen.

2. Ausführung der Messungen auf See

Es wurden 24 Schiffe, hauptsächlich auf der Route Hamburg-Bremen und zurück, erfaßt. Von diesen wurden 20 Schiffe durch Dieselmotoren, 3 durch Turbinen und eines durch eine Dampfmaschine angetrieben. Diese Verteilung entspricht annähernd der Zusammensetzung der deutschen Handelsflotte zu Beginn des Jahres 1959 (77,2% Motorschiffe, 12,5% Dampfschiffe, 10,3% Turbinenschiffe). Die Größe der Schiffe lag zwischen 400 und 10 000 BRT.

An Meßgeräten wurden ein Schallpegelmesser, ein Tonbandgerät, ein Pegelschreiber und ein Normalpegelsender für die Kalibrierung verwendet. Durch die Aufnahme von Pegeltönen war es möglich, nachfolgend im Laboratorium Terzfilteranalysen in absoluten Pegelwerten (dB über $2 \cdot 10^{-4}$ μ bar) zu gewinnen.

Das Meßmikrophon stand im allgemeinen in Brückenmitte in der Nähe des Rudergängers. Dabei war die Seitentür nach Lee zu geöffnet, wie bei Fahrt üblich. Die Messungen und Bandaufnahmen erstreckten sich auf alle Fahrtstufen, analysiert wurden jedoch nur die Fahrtstufen „volle Fahrt voraus“ und „stopp“, da diese den lautesten und leisesten Betriebszustand auf der Brücke ergeben.

3. Ergebnisse der Messungen auf See

Die Ergebnisse der Terzfilteranalysen sind in den folgenden Bildern dargestellt. Bild 1 und 2 enthalten die Zusammenstellung der Analysen für die Motorschiffe bei gestoppter Maschine und voller Fahrt. Die Terzpegel sind bei den tiefen Frequenzen

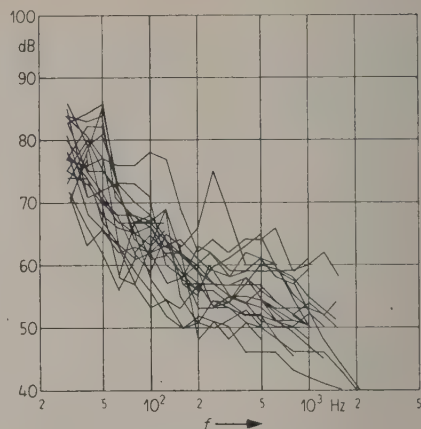


Bild 1. Terzfilteranalysen der Geräusche von Motorschiffen bei „Maschine stopp“.

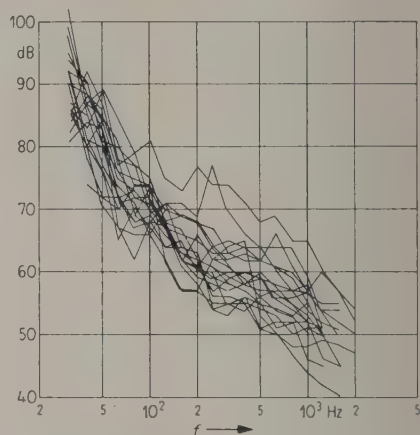


Bild 2. Terzfilteranalysen der Geräusche von Motorschiffen bei „volle Fahrt voraus“.

am stärksten und fallen nach höheren Frequenzen zu ab. Sie liegen am unteren Ende des Hörbereichs (31 Hz) bei gestoppter Maschine zwischen 70 und 86 dB, bei voller Fahrt zwischen 81 und 102 dB; die entsprechenden Werte bei 1000 Hz betragen 42 bis 61 dB beziehungsweise 44 bis 65 dB. Der Anstieg bei voller Fahrt wirkt sich also vorwiegend auf die tiefen Frequenzen aus.

Die entsprechenden Kurven für Turbinenschiffe und das Dampfschiff sind in Bild 3 und 4 gezeichnet. Die Spektren haben grundsätzlich den gleichen fallenden Verlauf wie bei den Motorschiffen. Die absoluten Werte liegen jedoch niedriger, insbesondere bei dem Dampfschiff. Damit wird die an sich schon bekannte Tatsache bestätigt, daß auf Dampfschiffen der Störpegel am niedrigsten ist. An zweiter Stelle folgen die Turbinenschiffe und schließlich die Motorschiffe. Die Pegelwerte liegen bei den Turbinenschiffen und dem Dampfschiff (Wert in Klammern) bei gestoppter Maschine für 31 Hz zwischen

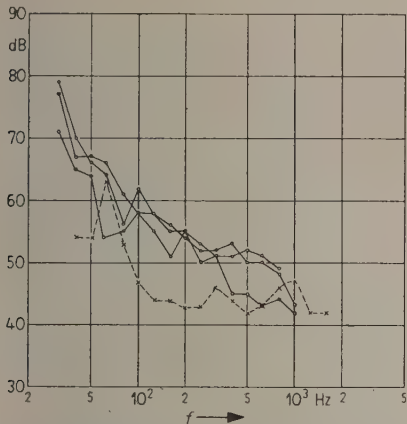


Bild 3. Terzfilteranalysen der Geräusche von Turbinen- und Dampfschiffen bei „Maschine stopp“.

○—○—○ Turbine, ×—×—× Dampfmachine.

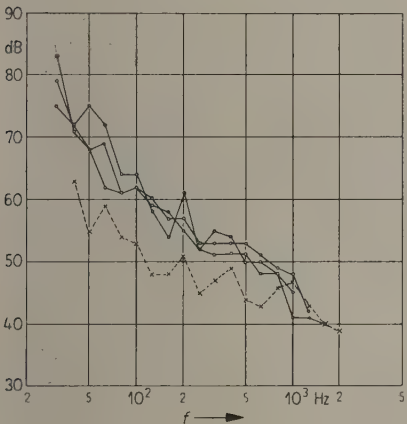


Bild 4. Terzfilteranalysen der Geräusche von Turbinen- und Dampfschiffen bei „volle Fahrt voraus“.

○—○—○ Turbine, ×—×—× Dampfmachine.

71 und 79 dB (54 dB), für 1000 Hz zwischen 42 und 45 dB (47 dB). Bei voller Fahrt sind die entsprechenden Werte 74 bis 83 dB (63 dB) beziehungsweise 41 bis 48 dB (47 dB). Der Unterschied zwischen voller Fahrt und gestoppter Maschine ist hier kleiner als bei den Motorschiffen, da der Beitrag der Maschine zu den übrigen Geräuschen nur verhältnismäßig gering ist.

In Bild 5 und 6 sind die Pegelwerte der drei Schiffsgattungen an Hand der aus den Einzelmessungen gebildeten Mittelwertkurven dargestellt. Die schon erwähnte Reihenfolge Dampfschiff, Turbinenschiff, Motorschiff ist deutlich erkennbar, ebenso der größere Unterschied zwischen Turbinenschiff und Motorschiff bei voller Fahrt gegenüber gestoppter Maschine. Auch das stärkere Ansteigen der Pegel bei tiefen Frequenzen bei voller Fahrt ist aus den Kurven gut zu ersehen.

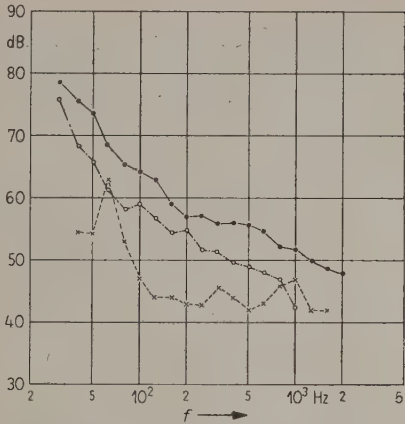


Bild 5. Mittlere Terzpegel von Schiffsgeräuschen bei „Maschine stopp“.

●—●—● Motor,
○—○—○ Turbine,
×—×—× Dampfmachine.

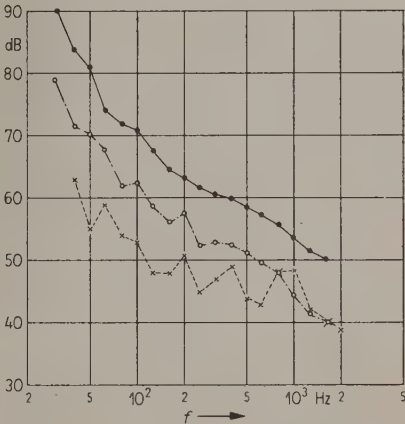


Bild 6. Mittlere Terzpegel von Schiffsgeräuschen bei „volle Fahrt voraus“.

●—●—● Motor,
○—○—○ Turbine,
×—×—× Dampfmachine.

In Bild 7 sind nun die beiden über alle drei Schiffsgattungen gemittelten Terzpegelkurven für volle Fahrt und gestoppte Maschine dargestellt. Diese Kurven sind durch bewertete Mittelung der drei Kurven von Bild 5 und 6 entsprechend der Häufigkeitsverteilung der drei Schiffsgattungen in der deutschen Handelsflotte entstanden. Die Kurven unterscheiden sich daher nur wenig von denen der Motorschiffe allein. Durch die Mittelung ergibt sich ein relativ glatter Verlauf, der bei gestoppter Maschine für 31 Hz mit 78 dB beginnt und für 1000 Hz 51 dB beträgt. Bei voller Fahrt liegen die entsprechenden Werte bei 89 beziehungsweise 52 dB.

Für den Gesamtpegel erhält man durch Effektivwertbildung aus den einzelnen Terzpegeln bei ge-

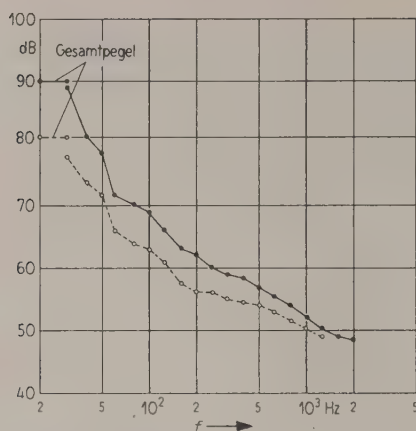


Bild 7. Mittlere Terzpegel der Geräusche aller gemessenen Schiffe.

●—●—● „volle Fahrt“,
○—○—○ „Maschine stopp“.

stoppter Maschine einen Mittelwert von 81 dB, bei voller Fahrt von 90 dB. Für die DIN-Lautstärke ergeben sich nach der genormten Frequenzbewertung 68 DIN-phon für gestoppte Maschine und 75 DIN-phon für volle Fahrt.

Die Angabe der Mittelwertskurven allein reicht noch nicht aus, um die Geräusche hinreichend zu kennzeichnen. Vielmehr ist es auch notwendig, etwas über den Streubereich auszusagen. Eine Vorstellung von den Streuungen ergibt sich zwar schon aus den Bildern 1 bis 4, doch ist zur Verdeutlichung in den Bildern 8 und 9 noch eine Reliefdarstellung der Pegelverteilung wiedergegeben. Hier sind in einem horizontalen Koordinatennetz die Terz-Mittenfrequenzen sowie die Pegelstufen aufgezeichnet. In

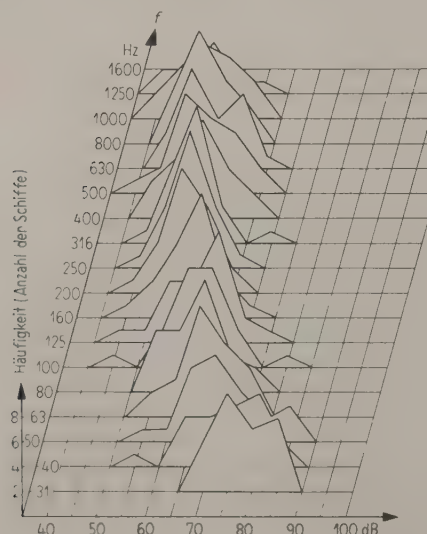


Bild 8. Häufigkeitsverteilung der Terzpegel aller gemessenen Schiffe bei „Maschine stopp“.

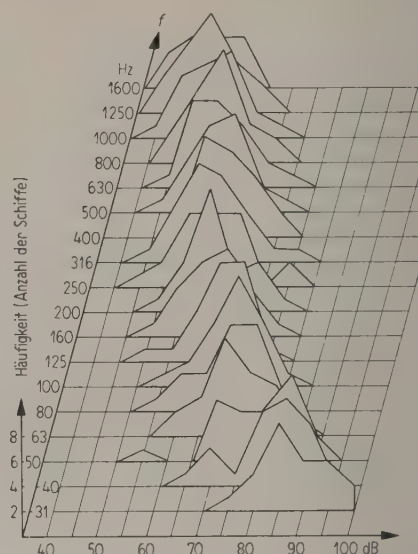


Bild 9. Häufigkeitsverteilung der Terzpegel aller gemessenen Schiffe bei „volle Fahrt voraus“.

der Vertikalen ist die Häufigkeit der Pegelwerte (Anzahl der Schiffe), die in Gruppen von 5 dB zusammengefaßt sind, eingetragen. Es ergibt sich so ein „Gebirge“, aus dem die Streubreite der Werte recht deutlich zu erkennen ist.

Die Streuung wird durch die Standardabweichung

$$\sigma = \sqrt{\sum X_i^2 / N}$$

(X_i Abweichungen vom Mittelwert M , N Zahl der Meßwerte) ausgedrückt. Die σ -Werte wurden für jeden Terzfilterbereich gesondert berechnet, sie liegen zwischen 5 und 8 dB.

Legt man als Störpegel im Hinblick auf die Hörbarkeit der Signale die in Bild 7 aus den Mittelwerten M_i gebildeten Kurven zugrunde, so würden diese von etwa der Hälfte der Schiffe überschritten werden. Um eine größere Sicherheit zu erhalten, ist es daher notwendig, von höheren Pegelwerten auszugehen. Es wird vorgeschlagen, die Werte $M_i + \sigma_i$ zu benutzen, die nach der Wahrscheinlichkeitsrechnung 83% aller Schiffe umfassen. In Bild 10 sind neben den bereits in Bild 7 dargestellten, hier geglätteten Mittelwertkurven die $M + \sigma$ -Kurven eingezeichnet. Auf dieses Bild wird noch in Abschnitt 6 näher eingegangen.

4. Versuchsaufbau und -durchführung der subjektiven Beobachtungen

Durch subjektive Beobachtungen im Laboratorium wurde untersucht, wie stark ein sinusförmiges Signal sein muß, um aus dem Schiffsgeräusch herausgehört zu werden. Für die Versuche wurden die

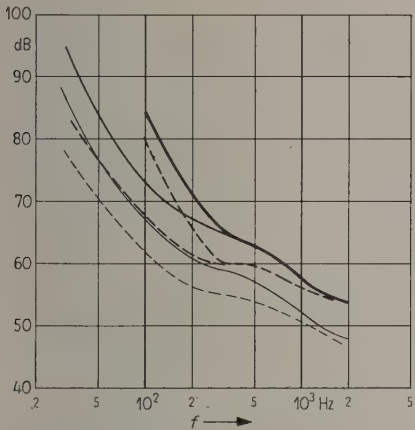


Bild 10. Signalschwellenpegel.

- Signalschwelle — volle Fahrt,
 --- Maschine stopp,
 $M + \sigma$ — volle Fahrt,
 --- Maschine stopp,
Mittelwert M — volle Fahrt,
 --- Maschine stopp.

bei den Messungen auf See gewonnenen Tonbandaufnahmen der Schiffsgeräusche verwendet.

Die Beobachtungen wurden in einem Tonstudio ausgeführt. Der Versuchsaufbau ist in Bild 11 skizziert. Das Schiffsgeräusch wurde von der Lautsprecherkombination L_1 wiedergegeben, das Signal von einem zweiten Lautsprecher L_2 . Beobachter und Lautsprecher befanden sich auf einer Geraden etwa in Richtung der Raumdiagonalen. Der Signallautsprecher stand erhöht und war auf den Kopf des Beobachters (in etwa 1,25 m Höhe) gerichtet; die Lautsprecherkombination wurde durch ihn nicht verdeckt. Der Platz des Beobachters wurde durch subjektive Beurteilung so ausgesucht, daß dort das Klangbild der Geräusche so natürlich wie möglich nachgebildet wurde.

Die zur Vorführung gelangenden Schiffsgeräusche wurden von einem außerhalb des Versuchsraumes befindlichen Magnetongerät abgespielt. Durch die Verwendung von Bandschleifen, die aus den Originalaufnahmen herausgeschnitten waren, konnte die für die Reproduzierbarkeit und Eindeutigkeit der Ergebnisse erforderliche Gleichmäßigkeit der Darbietung erreicht werden. Die Schleifenlänge war so bemessen, daß die physikalischen Parameter, wie

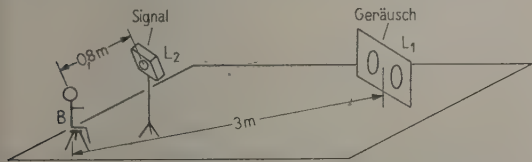


Bild 11. Versuchsanordnung für subjektive Signalbeobachtung.

Gesamtschallpegel und Frequenzspektrum im wesentlichen während der ganzen Vorführung konstant blieben, das charakteristische Klangbild der Schiffsgeräusche jedoch nicht verloren ging. Ferner wurde noch aus weißem Rauschen mittels eines im Frequenzgang einstellbaren Filters ein Geräusch hergestellt, dessen Spektrum den für Schiffsgeräusche typischen Abfall nach hohen Frequenzen zu hatte. Insgesamt wurden 15 verschiedene Geräusche untersucht.

Die Signaltöne wurden einem RC-Generator entnommen und über eine elektronische Schalt- und Verstärkerapparatur dem Lautsprecher L_2 zugeführt. Eine zwischengeschaltete Eichleitung gestattete dem Versuchsleiter, bestimmte feste Pegel einzustellen. Die Signale wurden mit Hilfe einer Multivibrator-schaltung in einem festen Rhythmus gegeben: 3 s Signaldauer — 1 s Pause — 3 s Signaldauer — 1 s Pause usw. Wie sich in Voruntersuchungen herausstellte, ergibt eine längere Signaldauer, wie sie in der Praxis üblich ist, keine meßbar anderen Resultate. Zur Vermeidung unnötig langer Versuchszeiten wurde deshalb die Zeit von 3 s gewählt. Um die Signaltöne nicht durch Ein- und Ausschwingvorgänge zu verfälschen, wurden sie von einem elektronischen Zeitschalter knackfrei geschaltet.

Die Signalfrequenzen betrugen 100, 125, 200, 250, 400, 500, 800 und 1000 Hz, in einigen Fällen auch noch 320 und 640 Hz.

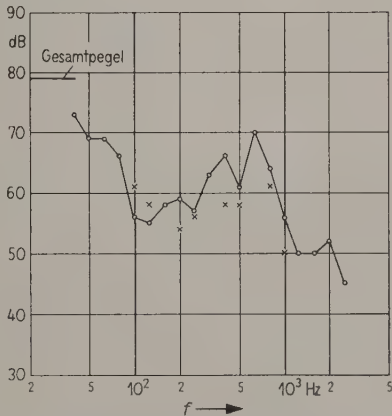


Bild 12. Terzfilteranalysen des Geräusches eines Dampfschiffes (volle Fahrt mit Klarsichtscheiben und Echograph) mit Signalschwellenwerten (x).

Die Schallpegel der Geräusche und Signale wurden am Ort der Beobachter mit einem Schallpegelmesser mit Kondensatormikrophon ermittelt. Auf gleiche Weise wurden (unter Verwendung eines Terzfilteranalysators) die in den Bildern 12 bis 15 als Beispiele dargestellten Terzfilter-Diagramme gemessen. Wegen des Frequenzganges der Lautsprecherkombination und des Versuchsraumes weisen

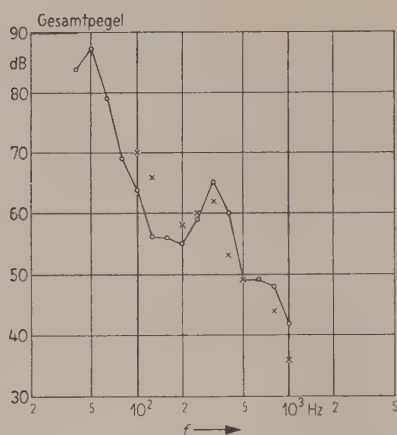


Bild 13. Terzfilteranalysen des Geräusches eines Motorschiffes mit Windgeräusch (volle Fahrt) mit Signalschwellenwerten (x).

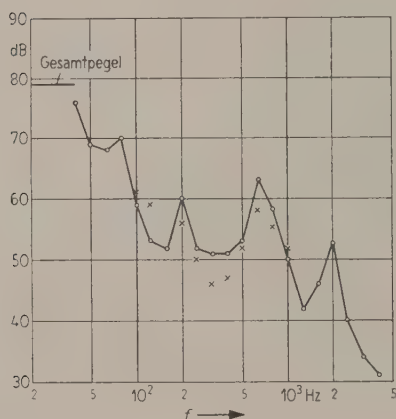


Bild 14. Terzfilteranalysen des Geräusches eines Motorschiffes (Hafendiesel, mit Steuerbord-Klarsicht-scheibe) mit Signalschwellenwerten (x).

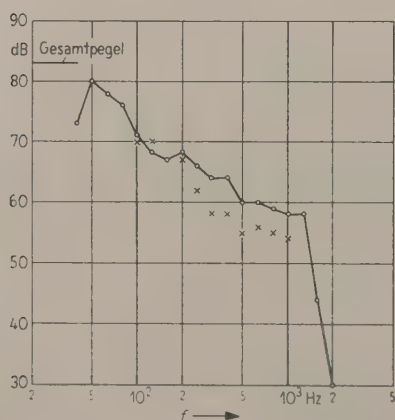


Bild 15. Terzfilteranalysen eines künstlichen Schiffsgeräusches mit Signalschwellenwerten (x).

diese Diagramme unvermeidliche Unterschiede gegenüber den Diagrammen auf, die bei direkter Analyse der Tonbandaufnahmen zustande kommen.

Die Beobachter nahmen im Versuchsraum auf einem Stuhl Platz. Nachdem sie sich etwa 1 Minute lang das Schiffsgeschall angehört hatten, wurde zusätzlich ein Signal mit einem festen Pegel gegeben. Zu Beginn war dieser Pegel stets so groß, daß der Ton einwandfrei hörbar war. Im weiteren Verlauf des Tests wurden dann etwa 8 um je 3 dB verschiedene Signalpegel gegeben, zum Teil mit Wiederholungen, wenn Unsicherheit in der Beurteilung vorhanden zu sein schien. Jedesmal hatte der Beobachter durch Klingelzeichen dem außerhalb des Versuchsraumes sitzenden Versuchsleiter mitzuteilen, ob das Signal erkannt worden war. Um die Dauer der einzelnen Beobachtungen in erträglichen Grenzen zu halten, wurde die Beobachtungszeit durch ein maximal 20 s anhaltendes Lichtzeichen bekanntgegeben.

Nur während dieser Zeit konnte also ein gültiges Urteil abgegeben werden. Da die Beobachter nicht wußten, ob in diesem Zeitraum wirklich ein Signal gegeben wurde, bewirkte das Lichtzeichen im Endeffekt keine Verbesserung der Erkennbarkeit, was durch Stichproben bestätigt wurde, bei denen das Lichtsignal nicht aufleuchtete.

5. Ergebnisse der subjektiven Beobachtungen

In die Terzfilter-Diagramme der Bilder 12 bis 15 sind die Signalpegel als Kreuze eingetragen, bei denen die Signale auf Grund der beschriebenen Untersuchungen gerade als hörbar angesehen werden können. Es sind die Mittelwerte aus den Urteilen der 8 Beobachter; sie zeichnen sich dadurch aus, daß hier 50% der Urteile „hörbar“ lauteten. Dieser Wert wird also hier als „Hörbarkeitsschwelle“ definiert. Bei um 3 dB größeren Signalpegeln werden durchschnittlich 90% Urteile „hörbar“ abgegeben.

Wie man sieht, kommen in allen Fällen gleichartige Ergebnisse zustande. Bei tiefen Frequenzen müssen die Signalpegel größer als die Pegel der zugehörigen Terzbereiche sein, damit das betreffende Signal erkennbar ist, bei den höheren Frequenzen (oberhalb 200 Hz) ist es umgekehrt. Dieser Befund ist allerdings eng verknüpft mit der Wahl der bei der Geräuschanalyse verwendeten Filter, wie später noch gezeigt wird.

Es hat wenig Sinn, die Ergebnisse an Hand der Bilder 12 bis 15 im einzelnen zu diskutieren, da sie zu sehr den Zufälligkeiten der objektiven und subjektiven Messungen ausgesetzt sind. Vielmehr ist es angebracht, die Ergebnisse aller Geräusche zusammenzufassen und nur die Mittelwerte zu betrachten.

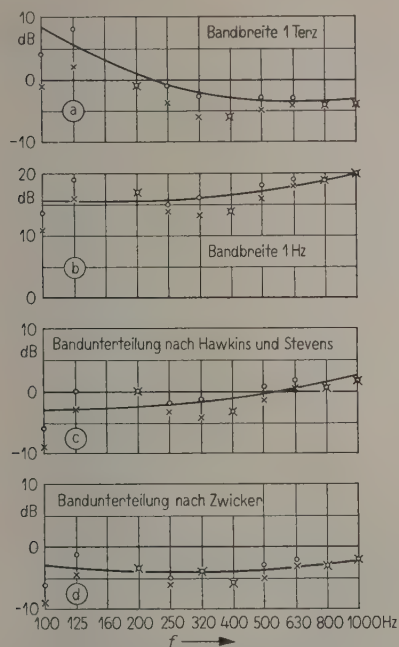


Bild 16. Differenz: Signalschwellenpegel — Geräuschpegel im zugehörigen Frequenzband.

In Bild 16 (a) sind diese Mittelwerte zusammengestellt. Als weiterer Unterschied zu den Bildern 12 bis 15 sind hier die allein interessierenden Differenzen zwischen Signalpegel und Geräuschpegel im zugehörigen Terzbereich aufgetragen. Die Punkte sind die Mittelwerte aus den 14 einzelnen Meßwerten der natürlichen Schiffsgeräusche. Die ausgezogene Kurve stellt den mittleren Frequenzgang der Hörschwelle dar. Die Kreuze geben die Ergebnisse des einen aus Widerstandsrauschen nachgebildeten Schiffsgeräusches wieder.

Unter Bezugnahme auf die Schwellenkurve ist festzustellen, daß zum Beispiel bei 125 Hz der Signalpegel um 6 dB größer sein muß als der Geräuschpegel in der Terz mit gleicher Mittenfrequenz, damit das Signal aus einem Schiffsgeräusch mit irgendeinem der Spektren der Bilder 12 bis 15 oder einem ähnlichen herausgehört werden kann. Dagegen genügt dieser Bedingung zum Beispiel bei 800 Hz der Signalpegel, der um 3 bis 4 dB kleiner ist als der entsprechende Terzpegel.

Wie bereits angedeutet, ist dieser Frequenzgang der Hörschwelle von der Breite des gewählten Analysierfilters abhängig. Als Beispiel sind die Ergebnisse für 3 andere Filterbreiten in den Teilbildern 16 (b), (c), (d) dargestellt. In Bild 16 (b) ist der Frequenzgang der Schwelle bei Bezugnahme auf den Geräuschpegel pro Hz angegeben. Hier ist umgekehrt eine scheinbar größere Empfindlichkeit bei tiefen gegenüber hohen Frequenzen zu erken-

nen, ganz abgesehen davon, daß der Betrag der Differenz zwischen Signal und Geräuschpegel pro Hz wegen der viel kleineren Bandbreite auf etwa +15 bis +20 dB gestiegen ist.

Auch diese Betrachtungsweise ist willkürlich. Dagegen basieren die beiden restlichen Darstellungen, Bild 16 (c) und (d), auf Untersuchungen über die Verdeckung (masking) von Sinus-Tönen. Sie berücksichtigen also die physiologischen Gegebenheiten des Gehörs und sind deshalb zur Beurteilung der vorliegenden Untersuchungen am geeignetsten. Die Verdeckung eines Tones wird im wesentlichen nur durch die Geräuschanteile eines ihn als Mittenfrequenz enthaltenden Frequenzbandes bestimmter Bandbreite beeinflusst. Der Ton wird solange verdeckt, das heißt er ist nicht hörbar, wie seine Energie unter der des Geräuschanteiles in dem zugehörigen Frequenzband liegt. Bei der Bandunterteilung nach HAWKINS und STEVENS [1] („kritische Bandbreite“) wird dieses Ergebnis in guter Näherung bestätigt, wie man aus Bild 16 (c) ersieht. Es existiert auch hier allerdings noch eine merkliche Frequenzabhängigkeit der Schwelle. Diese Frequenzabhängigkeit wird dagegen sehr gering, wenn man eine Bandunterteilung nach den neueren Ergebnissen von ZWICKER [2] („Frequenzgruppen“) vornimmt (Bild 16 (d)). Die Schwelle liegt hier allerdings um etwa 3 dB tiefer als erwartet, was vermutlich auf eine unterschiedliche Definition der Schwelle zurückzuführen ist. Diese insgesamt gute Übereinstimmung darf wohl als Bestätigung der Zuverlässigkeit der Ergebnisse der vorliegenden Untersuchung angesehen werden.

Wie man aus Bild 16 weiter entnehmen kann, brauchen beim künstlichen Schiffsgeräusch (Kreuze) die Tonsignale anscheinend nicht ganz so stark zu sein wie bei den natürlichen Geräuschen. Diese Abweichung liegt aber meist innerhalb der Standardabweichung der Mittelwertkurve für die natürlichen Geräusche, die etwa 2 bis 3 dB beträgt; es kann also kaum von einer signifikanten Differenz gesprochen werden. Abschließend kann deshalb festgestellt werden, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit der vorliegenden Untersuchungen für die Hörschwelle von Tönen in Gegenwart von Geräuschen allein die Pegelverhältnisse ausschlaggebend sind. Die Ergebnisse sind vom Geräuschcharakter unabhängig und haben somit nicht nur für Schiffsgeräusche Gültigkeit.

6. Folgerungen für die Signale

Die Ergebnisse der Störpegelmessungen auf den Schiffen in Verbindung mit den Signalbeobachtungen erlauben nunmehr, die Pegelwerte festzulegen, mit denen die Signale auf den Schiffen einfallen

müssen, um mit ausreichender Sicherheit gehört zu werden. In Bild 10 sind außer den bereits erwähnten M - und $M + \sigma$ -Kurven die durch Addition der Differenzpegelwerte von Bild 16 (a) sich ergebenden Schwellenpegel eingetragen. Da die Kurve von Bild 16 (a) sich auf eine Hörsicherheit von nur 50% bezieht, wurden die Werte um 3 dB erhöht, um eine Sicherheit von 90% zu erreichen. Man erkennt, daß bei 100 Hz zum Beispiel der Signalpegel bei „voller Fahrt“ 84 dB und bei „Maschine stopp“ noch 80 dB betragen muß.

Die Schallausbreitung auf See wurde eingehend von ILLING und TREPLIN [3] untersucht. In Bild 17 (entnommen aus [4]) ist die infolge der Absorption in der Atmosphäre frequenzabhängige Dämpfung mit der Entfernung bei Nebel dargestellt. Als

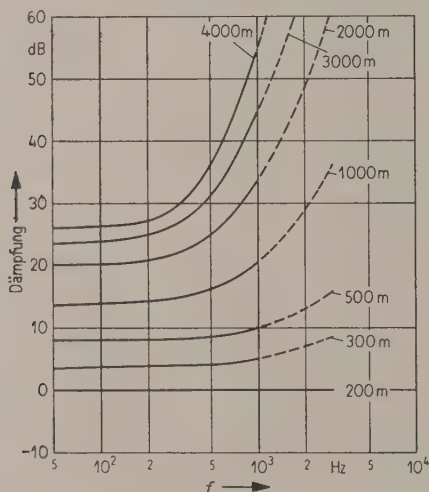


Bild 17. Signaldämpfung bei Nebelwetter, bezogen auf 200 m Abstand. (Nach ILLING und TREPLIN [3], entnommen aus [4].)

Bezugswert ist dabei die Entfernung von 200 m gewählt. Addiert man hierzu die Dämpfung zwischen 7 m und 200 m auf Grund der geometrischen Schallausbreitung (29 dB), so erhält man die Gesamtdämpfung, die ein Signal zwischen 7 m Abstand und einer bestimmten Entfernung erfährt. Auf diese Weise läßt sich ermitteln, welchen Schallpegel ein Signal in 7 m Abstand haben muß, um im Mittel noch in einem bestimmten Abstand gehört zu werden. In Bild 18 sind diese Werte für den Frequenzbereich von 50 bis 600 Hz und für Entfernungen von 1, 2 und 3 sm (Seemeilen) dargestellt. Dabei wurden die Störpegelwerte für „Maschine stopp“ zugrundegelegt, die sich von denen für „mäßige Fahrt“, wie sie bei Nebel vorgeschrieben ist, nur wenig unterscheiden. Man erkennt, daß bei 50 Hz, einer Frequenz, die in der Praxis bei Großtankern

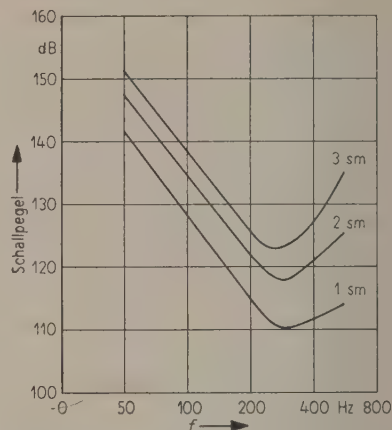


Bild 18. In 7 m Abstand erforderliche Schallpegel zur Erzielung von Hörweiten von 1, 2 und 3 sm bei Nebelwetter.

verwendet wird, Schallpegel von mehr als 140 dB in 7 m Abstand erforderlich sind, um eine Hörweite von 1 sm zu erreichen. Die optimale Frequenz liegt bei etwa 300 Hz, ein Wert, der vielfach für Nebelsignale von festen Stationen verwendet wird. Oberhalb dieser Frequenz steigen die erforderlichen Pegelwerte wegen der mit der Frequenz stark zunehmenden Absorption schnell an.

Es sei noch einmal ausdrücklich betont, daß diese Reichweiten nur Werte für eine mittlere Wetterlage darstellen. Bei ungünstigem Wetter, insbesondere bei starkem Gegenwind, kann die Reichweite, wie Beobachtungen ergeben haben, bis auf 500 m zurückgehen.

Zum Schluß möchten die Verfasser dem Bundesministerium für Verkehr — Seezeichenversuchsfeld —, in dessen Auftrag die Untersuchungen ausgeführt wurden, für die Bereitstellung der erforderlichen Mittel danken, ebenso der Abteilung Seeverkehr des Bundesministeriums für Verkehr für die organisatorische Unterstützung bei den Seemessungen.

(Eingegangen am 15. Juni 1961.)

Schrifttum

- [1] HAWKINS, J. E. and STEVENS, S. S., J. acoust. Soc. Amer. **22** [1950], 6.
- [2] FELDTKELLER, R. und ZWICKER, E., Das Ohr als Nachrichtenempfänger. S. Hirzel Verlag, Stuttgart 1956.
- [3] ILLING und TREPLIN, Versuche zur Bestimmung der Abhängigkeit der Reichweite von Luftschallsendern von der Tonhöhe. Bericht des Wasserbauamtes Kiel 1932.
- [4] Service des Phares et Balises, Sur la détection des signaux de brume. Analyse de travaux faits par le Centre National d'Etudes des Télécommunications 1957.

ÜBER DIE MOGLICHKEITEN EINER KLANGLICHEN BEURTEILUNG VON FLÜGELN

von J. MEYER und W. LOTTERMOSER, Braunschweig

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

Herrn Prof. Dr. phil M. Grützmacher zum 60. Geburtstag gewidmet

Zusammenfassung

Zur Beschreibung des Flügelklanges werden verschiedene Verfahren zusammengestellt und durch gemessene Beispiele an vier Instrumenten verschiedener Hersteller, aber gleicher Größe erläutert. Die Untersuchungen beziehen sich insbesondere auf den Einschwingvorgang, den Teiltonaufbau und seine zeitliche Veränderung sowie auf die Abklingeigenschaften.

Summary

Several methods to describe the sound of grand pianos are presented and explained with the help of experimental data obtained from measurements with four instruments of equal size but from different manufacturers. The investigations deal especially with transient phenomena, partial overtone patterns and their variation with time, as well as with reverberation properties.

Sommaire

On résume les différentes méthodes de description du son d'un piano à queue et on les illustre par des mesures faites avec quatre instruments de fabricants différents, mais de même grandeur. On s'intéresse surtout pour les phénomènes transitoires, à la structure des sons partiels et à leur comportement en fonction du temps ainsi qu'aux propriétés d'amortissement.

1. Einleitung

Die bisherigen Untersuchungen an Flügeln haben im allgemeinen die physikalischen Grundlagen und Zusammenhänge zum Thema und versuchen, diese zu erklären und zu erläutern. So stehen beispielsweise die Schwingungsbilder des Resonanzbodens [1], die Amplituden-Abhängigkeit der Dämpfung [2], [3], die Schwingungsformen und -richtungen der Saiten [2], [4] oder auch Fragen der Klavierstimmung [5], [6], [7] und der Schwebungsbildung mit ihrem Einfluß auf das Abklingen [1] im Mittelpunkt dieser Arbeiten. Will man jedoch Instrumente verschiedener Fabrikate miteinander vergleichen, um auf meßtechnischer Grundlage Kriterien für die klanglichen Qualitäten zu finden, so muß sich das Hauptinteresse einer Beschreibung des Klangbildes zuwenden, weil dieses allein das Urteil des Hörers bestimmt.

Derartige Ergebnisse bieten dann die Möglichkeit, die vom Publikum bevorzugten Klangideale durch konkrete Angaben zu umreißen und daraus für den Hersteller Hinweise zu erhalten, die bei der Neuentwicklung eines Modelles wertvolle Hilfe leisten können. Es sollen daher im folgenden einige Methoden zur Gewinnung von Kriterien für die klangliche Beurteilung von Flügeln angegeben wer-

den, und es soll an Hand einiger gemessener Beispiele gezeigt werden, in welchem Maße Unterschiede zwischen den einzelnen Instrumenten zu erwarten sind.

2. Untersuchungen am Flügelklang

Das Klangbild von Musikinstrumenten besteht in den meisten Fällen aus drei zeitlich aufeinanderfolgenden Abschnitten: dem Einschwingvorgang, dem stationären oder quasistationären Teil und dem Abklingvorgang. Voraussetzung für das Zustandekommen eines eingeschwungenen Zustandes ist dabei eine kontinuierliche Anregung. Da diese jedoch beim Flügel mit seinem einmaligen Anschlag nicht gegeben ist, folgen hier Einschwing- und Abklingvorgang praktisch direkt aufeinander. Lediglich bei kurzen Tönen, bei denen die Saiten bald nach dem Anschlag wieder abgedämpft werden, kann der Mittelteil als quasistationär angesehen werden, da die Amplitudenabnahme bei ungedämpften Saiten sehr viel geringer ist als nach dem Aufsetzen der Filzdämpfer. Dem Ausschwingen der ungedämpften Saiten ist daher besondere Bedeutung zuzumessen. Für diesen Vorgang sollen deshalb die Abklingzeiten und der Teiltonaufbau [8] untersucht werden, anschließend ist noch der Einschwingvorgang zu erörtern.

Für die Messungen waren von vier anerkannten Klavierbau-Firmen Flügel der Größe 1,80 m bis 1,90 m zur Verfügung gestellt. Bei der Auswertung der daran gewonnenen Ergebnisse ist jedoch zu bedenken, daß auch innerhalb einer Serie durch unterschiedliche Intonation Unterschiede in der Klangwirkung der einzelnen Instrumente auftreten können. Es sollen deshalb nicht die einzelnen Fabrikate mit ihren klanglichen Eigenarten im Detail charakterisiert werden, sondern die Meßergebnisse sollen nur als Beispiele die einzelnen Verfahren erläutern.

2.1. Der Abklingvorgang

Wenn man den Amplitudenverlauf eines Flügelklanges mit einem Pegelschreiber aufzeichnet, so ergibt sich nach einem steilen Anstieg ein Abfall der Kurve, der bei logarithmischer Registrierung zunächst um eine Gerade schwankt und später zu immer flacherem Verlauf übergeht. In der obersten Zeile von Bild 1 ist dieser Vorgang für einen Anschlag der Taste C bei Benutzung des rechten Pedales dargestellt; darunter befinden sich die Amplitudenverläufe in einzelnen Oktavsieben. Man erkennt

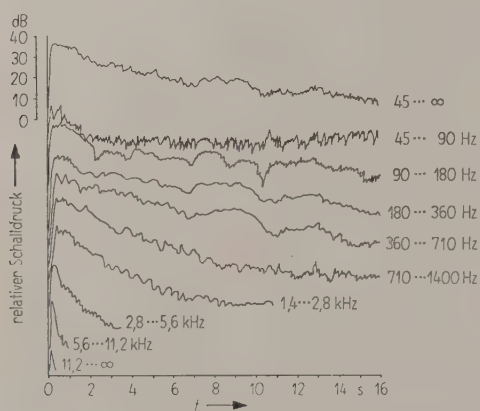


Bild 1. Abklingvorgang des Flügels I bei Anschlagen der Taste C mit Benutzung des rechten Pedales.

ein sehr langes Nachklingen, besonders in den Bereichen zwischen 90 und 710 Hz. Nach höheren Frequenzen hin wird der Abfall immer steiler, bis im höchsten dargestellten Bereich praktisch nur noch die Anschlag-Spitze übrig bleibt. Der Grundton ist ziemlich schwach und ragt deshalb nur relativ wenig über den Störpegel hinaus.

Da in der Praxis auch sehr lange Noten höchstens eine Dauer von einigen Sekunden haben, soll für die Auswertung des Abklingvorganges zunächst nur der annähernd geradlinige Teil der Kurven herangezogen werden. Aus seiner Steilheit läßt sich entsprechend dem Verfahren der Raumakustik die Nachhallzeit in den einzelnen Oktavbereichen bestimmen. Die in dieser Weise gewonnene Nachhall-

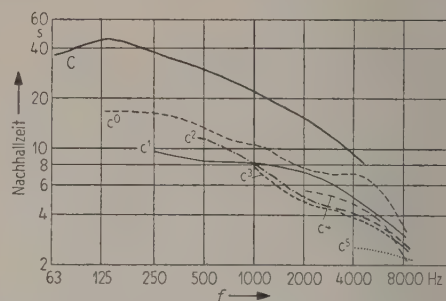


Bild 2. Nachhallkurven der c-Klänge des Flügels III bei Benutzung des rechten Pedales (Auswertung über Oktavsiebe).

kurve der Note C bei Benutzung des rechten Pedales ist in Bild 2 eingetragen. Sie hat ihr Maximum mit 43 s im Bereich von 90 bis 180 Hz und fällt nach höheren Lagen stetig ab, wie dies auch in Bild 1 bereits zu ersehen war; bei 4000 Hz beträgt die Nachhallzeit nur noch etwa 9 s. In der gleichen Abbildung sind außerdem noch die Nachhallkurven der anderen c-Tasten dieses Flügels eingetragen, dadurch ermöglicht diese Darstellung einen Überblick über die Abklingverhältnisse längs der ganzen Klaviatur. Man erkennt, daß alle Kurven eine abfallende Tendenz zu höheren Frequenzen hin aufweisen und daß außerdem der Nachhall mit steigender Grundtonlage immer kürzer wird. Die Dämpfung von Teiltönen gleicher Frequenz ist also bei den längeren Saiten geringer als bei den kürzeren.

Zum Vergleich mehrerer Flügel ist die Nachhallkurve der Taste C aus Bild 2 in Bild 3 als Kurve III den entsprechenden Kurven der drei anderen untersuchten Instrumente gegenübergestellt. Dabei zeigen sich deutliche Unterschiede zwischen den vier Flü-

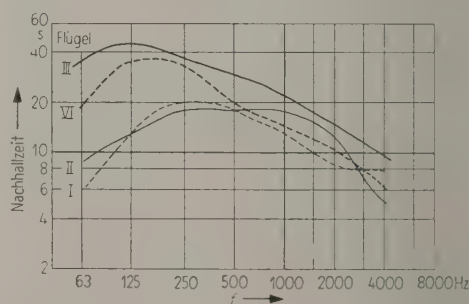


Bild 3. Nachhallkurven des Klanges C bei vier Flügeln (mit rechtem Pedal, Auswertung über Oktavsiebe).

geln. Die maximale Nachhallzeit von I und II ist mit 20 beziehungsweise 18,5 s wesentlich kürzer als bei III (43 s) und IV (37,5 s), außerdem ist der Verlauf unterschiedlich: I hat das Maximum im Bereich 180 bis 360 Hz, IV zwischen 90 und 180 Hz, während II eine sehr flache Kuppe aufweist, deren

Werte von 250 bis 1000 Hz etwa konstant sind. Diese Kurve deutet auf ein frequenzmäßig sehr gleichmäßiges Abklingen hin, während bei III und IV durch den Nachhallverlauf eine Betonung der tiefen Frequenzlagen zu erwarten ist.

Will man in einer Darstellung für mehrere Instrumente nicht nur das Abklingen einer Taste erfassen, sondern einen Überblick über die ganze Klaviatur geben, empfiehlt es sich, auf die Auswertung des Nachhalles in einzelnen Oktavsieben zu verzichten und den Amplitudenabfall im gesamten Frequenzbereich zu betrachten. Für jede Taste ergibt sich dann ein einziger Nachhallwert und diese Ergebnisse können dann über der Klaviatur als Abszisse aufgetragen werden. In Bild 4 sind die in dieser Weise gewonnenen Nachhallkurven der vier Flügel zusammengestellt, wobei jeweils alle c-Tasten ausgewertet

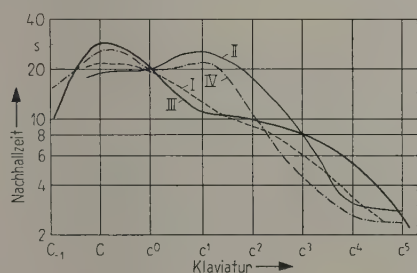


Bild 4. Nachhallzeiten der vier Flügel, über der Klaviatur aufgetragen (Auswertung ohne Filter).

wurden. Auffällig ist zunächst das Maximum des Flügels III bei der Taste C. Daß es in dieser Darstellung nur einen Wert von 31 s besitzt, hängt damit zusammen, daß die weniger gedämpften Obertöne eine geringe Intensität haben und sich infolgedessen in erster Linie der Nachhall der amplitudenmäßig stärksten Teiltöne bemerkbar macht. Die Kurve des Flügels III fällt von ihrem Maximum bis c¹ ziemlich steil ab, so daß sie an dieser Stelle von allen vier Instrumenten am tiefsten liegt. Von c¹ an verläuft sie zunächst relativ flach, bei c⁴ klingt der Flügel III daher wiederum am längsten aus.

Ähnliche charakteristische Eigenarten zeigen auch die anderen Kurven. Der Flügel II hat sein Maximum mit etwa 27 s bei c¹, hier klingt also die Mittellage am längsten nach, zu den tieferen Oktaven hin senkt sich die Kurve auf Werte um 20 s ab. Eine ähnliche Betonung des mittleren Bereiches weist auch das Instrument IV auf, das jedoch bei C noch ein weiteres Maximum besitzt. Demgegenüber zeigt die Kurve I einen stetigen und glatten Abfall von einem schwachen, bei der Taste C liegenden Maximum, das auch nicht so hoch ist wie bei den drei anderen Instrumenten. Der Klang dieses Flügels dürfte daher am wenigsten charakteristische Züge tragen. Welcher Verlauf der Nachhallkurve und welche Höhe der

einzelnen Werte als besonders günstig anzusehen sind, soll jedoch in diesem Zusammenhang nicht erörtert werden, da für diese Entscheidung auch geschmackliche Fragen sowie der Stil der bevorzugt gespielten Kompositionen eine Rolle spielen.

2.2. Der Teiltonaufbau

Da der Klavierklang keinen stationären Teil besitzt, ist es naheliegend, für die Teiltonanalysen den Anfang des Abklingvorganges zu verwenden, also jenen Teil des Klanges, der sich direkt an das Einschwingen anschließt. Zu diesem Zweck wurde aus dem Anfang der Tonbandaufnahmen ein Stück von etwa 1,25 s Spieldauer herausgeschnitten und zu einer endlosen Schleife zusammengeklebt. Infolge der schwankenden Dynamik entsteht bei der Suchtonanalyse eine etwas gezackte Kurve, deren mittlerer Verlauf für die weitere Auswertung zugrunde gelegt werden kann. Für den Flügel III sind die derart gewonnenen Linienspektren einiger c-Tasten in

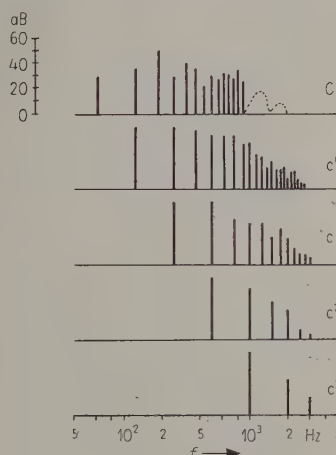


Bild 5. Teiltönspektren einiger c-Klänge des Flügels III.

Bild 5 wiedergegeben. Während bei der Taste C die dritte Harmonische am stärksten ist, überwiegen bei allen anderen Beispielen Grundton und Oktave. Auffällig ist bei C und c⁰ die relativ schwache Ausbildung des siebenten Teiltönes, den man vielfach durch die Wahl des Anschlagspunktes auf der Saite zu unterdrücken sucht.

Als Gegenüberstellung mehrerer Flügel zeigt Bild 6 die Linienspektren der Instrumente I, II und III bei c¹. In allen drei Fällen ist der Grundton der stärkste. Bei Flügel I fallen die folgenden Teiltöne in ihrer Amplitude ziemlich stark ab, lediglich der siebente ist noch einmal etwas hervorgehoben. Bei Flügel III tritt dieses Nachlassen der Intensität erst hinter der sehr ausgeprägten Oktave auf, während die Hüllkurve bei II stetiger verläuft, abgesehen von der schwachen siebenten Harmonischen.

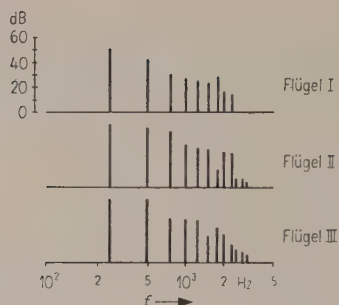


Bild 6. Teiltonspektren für die Taste c^1 bei drei Flügeln.

Zur Demonstration des zeitlichen Verlaufes der einzelnen Partialtöne wurden die Tonbänder mit dem Abklingvorgang der Taste c^1 (mit rechtem Pedal) in Teile von jeweils 1,25 s Dauer zerlegt und daraus Bandschleifen gebildet, die der Reihe nach analysiert wurden. Die Ergebnisse sind in Bild 7 für die Flügel I und II in je einem perspektivischen Schema dargestellt. Von links nach rechts läuft die Zeit, hintereinander sind die einzelnen Teiltöne abgebildet und als Ordinate dient der Schalldruck. Der Übersichtlichkeit halber sind nicht alle Meßpunkte als senkrechte Linien eingetragen, sondern es ist nur die Hüllkurve gezeichnet. Die zeitliche Folge der Meßpunkte wird durch das Raster angezeigt, bei dem jede Linie der zeitlichen Mitte des zur Schleife geklebten Bandabschnittes entspricht. Dementsprechend liegt der Tastenanschlag etwa 0,62 s vor der ersten Zeitlinie. Da diese Meßmethode aber keine genaueren Auskünfte über den Toneinsatz gibt, wurde darauf verzichtet, die Hüllkurven bis zum Zeitpunkt Null zu extrapolieren. Um auch diesen Teil der Kurve genauer darstellen zu können, müßte man kürzere Bandabschnitte analysie-

ren, etwa durch Verwendung eines rotierenden Abtastkopfes.

Der Vergleich der beiden Instrumente in Bild 7 zeigt deutliche Unterschiede in der zeitlichen Entwicklung der spektralen Zusammensetzung; während beim Flügel I bei der am Analysator eingestellten Eingangsspannung der 10. und 11. Teilton überhaupt nicht mehr erkennbar sind und der 8. und 9. schon bei der zweiten Bandschleife nicht mehr meßbar sind, weist der Flügel II (bei derselben Eingangsspannung am Analysator) im Bereich dieser Ordnungszahlen wesentlich stärkere Obertöne und weniger steile Amplitudenabfälle auf. Bemerkenswert ist bei diesem Instrument der Verlauf des 7. Teiltones. Anfangs wird er, bedingt durch die Art der Anregung, schwächer als die benachbarten Partialtöne erregt. Im freien Ausschwingen der Saite jedoch spielt dieser Einfluß keine Rolle mehr, so daß bereits von der zweiten Messung an ein analoger Amplitudenverlauf wie beim 8. und 9. Teilton entsteht.

Zum Vergleich der Klangfarbenverteilung längs der Klaviatur wurde eine Darstellung gewählt, wie sie sich bei Untersuchungen an Orgeln bewährt hat [9]. Dabei wurden in jeder Oktave die Tasten c , cis , d gleichzeitig angeschlagen und die Schalldrucke in Oktavsieben gemessen. In Bild 8 sind die Ergebnisse von vier Flügeln in dieser Weise zusammengestellt. Von vorn nach hinten ist die Klaviatur zu denken, von links nach rechts sind die Oktavsiebe 1 bis 8 (siehe Tabelle I) aufgetragen und nach oben ist der jeweils gemessene Schalldruck in μbar angegeben. Das Bild läßt erkennen, daß der Flügel I sehr tiefenbetonte Klänge hat, die Maxima der Verteilungskurven liegen fast immer im Bereich des Grundtones und des ersten Obertones. In den beiden oberen Oktaven der Klaviatur fällt das Instru-

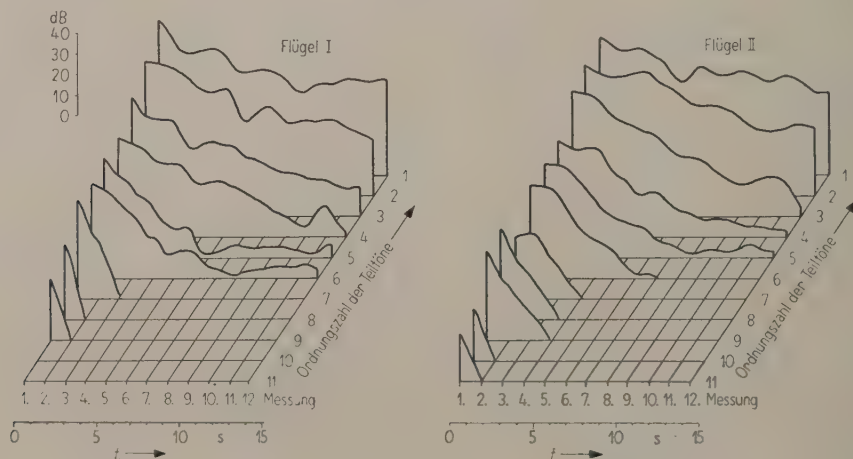


Bild 7. Zeitlicher Verlauf der Teiltonzusammensetzung der c^1 -Klänge zweier Flügel.

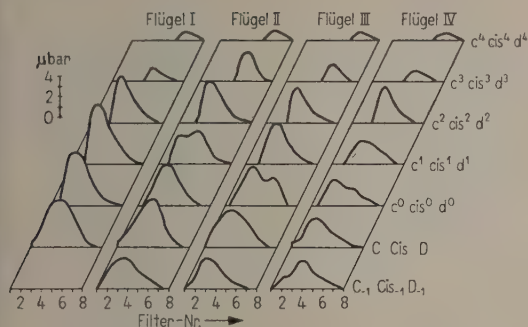


Bild 8. Oktavsiebanalysen von 3-Tasten-Anschlägen bei vier Flügeln, Schalldruckwerte auf eine Taste reduziert.

ment stark in seiner Intensität ab. Demgegenüber weist der Flügel II auch bei c^3 noch eine ziemlich hohe Amplitude auf, was ihn besonders ausgeglichen erscheinen läßt. Auch sind die Klänge dieses Instrumentes nicht so grundton-betont. Ähnlich zeigt sich der Flügel III, jedoch läßt bei ihm die Intensität in den hohen Lagen stärker nach als bei II. Der Flügel IV hat besonders in den beiden unteren Oktaven der Klaviatur Maxima, die frequenzmäßig ziemlich hoch liegen. Diese Aufhellung der Klangfarbe macht ihn in den tiefen Bereichen auch für schnellere Passagen besonders geeignet. Stark ist jedoch wiederum der Intensitätsabfall in den beiden oberen Oktaven. Bei der Betrachtung dieser Ergebnisse ist allerdings zu berücksichtigen, daß alle Anschläge von Hand ausgeführt wurden, also nicht streng reproduzierbar sind. Es läßt sich aber von einem geübten Spieler eine sehr große Konstanz in der Anschlagstärke erreichen, wie bei der Aufnahme der Einschwingvorgänge noch nachgewiesen werden wird.

Tabelle I.
Filtergrenzen für die Auswertung des
3-Tasten-Verfahrens.

Filter Nr.	Filtergrenzen Hz
1	45... 90
2	90... 180
3	180... 360
4	360... 710
5	710... 1400
6	1400... 2800
7	2800... 5600
8	5600... 11200

2.3. Der Einschwingvorgang

Außer dem Abklingen nach dem Tastenanschlag ist für die klangliche Wirkung eines Flügels natürlich auch der Einschwingvorgang von Bedeutung. Da dieser aber direkt durch das Aufschlagen des Hammers auf die Saite bedingt wird, erhebt sich die Frage, ob die Charakteristik des Einschwingens

überhaupt eine Eigenschaft des Instrumentes ist oder ob sie in der Hauptsache durch die Art des Anschlages, also durch die Spielweise beeinflusst wird.

Um dieses zu klären, wurde ein sehr versierter Spieler gebeten, auf den einzelnen Instrumenten in möglichst gleicher Lautstärke die Taste c^1 nacheinander dreimal hart und dreimal weich anzuschlagen. Von den hierbei gemachten Tonbandaufnahmen wurden dann die Einschwingvorgänge auf einem Blauschreiber abgebildet. In Bild 9 sind die sechs Anschläge bei Flügel I untereinander in drei Oktav-

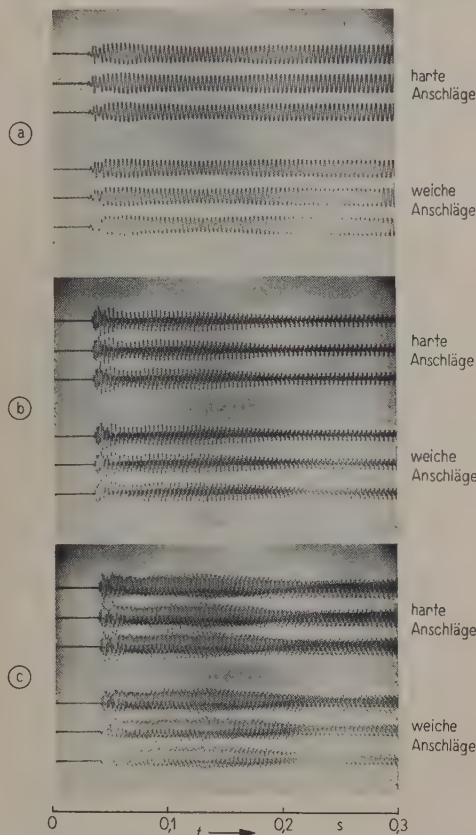


Bild 9. Einschwingvorgänge von je 3 harten und 3 weichen Anschlägen der Taste c^1 bei Flügel I.

- (a) Oktavsieb 180... 360 Hz (Grundton),
(b) Oktavsieb 360... 710 Hz,
(c) Oktavsieb 710... 1400 Hz.

bereichen dargestellt. Die Auslösung des Elektronenstrahles geschah durch auf dem Tonband angebrachte Kontaktstreifen derart, daß die einzelnen Anschläge zeitlich genau untereinander aufgezeichnet wurden, die Amplitude wurde zwischen den zu einem Oktavsieb gehörenden Zeilen nicht geregelt.

Man erkennt, daß alle Anschläge praktisch dieselbe Intensität erreicht haben. Deutliche Unterschiede zwischen den Einschwingvorgängen bei den beiden Spielweisen lassen sich aus den Bildern nicht

ablesen. Sogar die Phasenlage des Schwingungseinsatzes ist in allen Fällen gleich, was sich besonders deutlich beim Grundton, aber auch in den beiden anderen Oktavbereichen erkennen läßt. Lediglich zeigt sich im Grundtonbereich bei hartem Anschlag eine Vorläufererscheinung, die vermutlich auf ein Aufschlagergeräusch des Fingers auf die Taste zurückzuführen ist.

In Bild 10 sind die Einschwingvorgänge der Taste c^1 des Flügels II bei hartem und weichem Anschlag in Oktavsiebgebieten dargestellt. Auch in diesem Falle erkennt man zumindest in den tieferfrequenten-

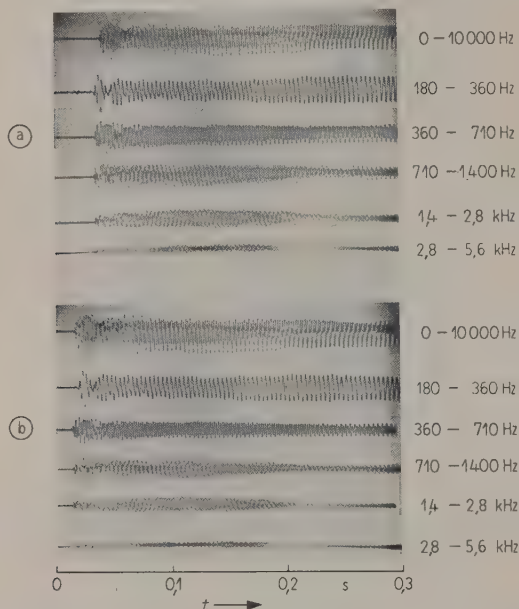


Bild 10. Einschwingvorgänge für die Taste c^1 des Flügels II.

(a) harter Anschlag,
(b) weicher Anschlag.

ten Bereichen den phasengleichen Einsatz der Schwingungen sowie die gleiche Konfiguration der folgenden Perioden. Während der Grundton in beiden Aufnahmen die gleiche Amplitude hat (die einander entsprechenden Zeilen der beiden Oszillogramme wurden jeweils mit derselben Verstärkung aufgenommen) zeigen sich bei hartem Anschlag in den höheren Oktavbereichen größere Amplituden als bei weichem Anschlag. Diese Möglichkeit, das Klangbild durch die Art des Anschlages zu beeinflussen, war bei dem Flügel I auch in den in Bild 9 nicht wiedergegebenen höheren Oktavbereichen nicht zu erkennen.

Zeigen sich beim Vergleich der Bilder 9 und 10 schon deutliche Unterschiede zwischen den Einschwingvorgängen der Flügel I und II, so enthält der in Bild 11 dargestellte harte Anschlag bei Flügel III noch wesentlich stärker abweichende Schwin-

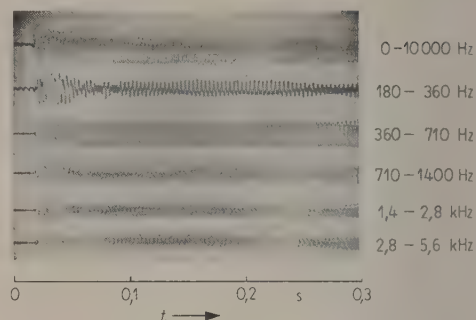


Bild 11. Einschwingvorgang bei hartem Anschlag der Taste c^1 des Flügels III.

gungsbilder, die unter anderem auch im Anfang der vierten bis sechsten Zeile auf Geräuschkomponenten schließen lassen, wie sie in diesem Maße bei den anderen Instrumenten nicht auftraten. Auch der Verlauf des Grundtones mit dem anfangs durchlaufenen Maximum unterscheidet sich erheblich von den entsprechenden Oszillogrammen in den Bildern 9 und 10. Aus all diesen Ergebnissen kann man ersehen, daß der Einschwingvorgang weitgehend als Eigenschaft des Instrumentes zu betrachten ist und nur sehr wenig von der Art des Anschlages abhängt.

3. Zusammenfassung

An Hand einer Reihe gemessener Beispiele sollte gezeigt werden, welche Möglichkeiten bestehen, vergleichende Untersuchungen an Flügeln verschiedener Bauart durchzuführen, um Kriterien für eine klangliche Beurteilung zu schaffen, und in welcher Weise sich die Unterschiede zwischen den einzelnen Instrumenten in übersichtlicher Form darstellen lassen. Dabei erwies es sich bei der Auswertung des Abklingvorganges als vorteilhaft, den zunächst auftretenden exponentiellen Amplitudenabfall durch die Nachhallzeit anzugeben, die entweder für den gesamten Frequenzbereich oder in einzelnen Oktavsieben bestimmt werden kann. Auch für die Teiltonanalyse ist es günstig, nicht nur einen Anfangsteil des Klanges von etwa 1 bis 1,5 s zugrunde zu legen, sondern die zeitliche Entwicklung der Partialtöne länger zu verfolgen, da sich Komponenten, die durch die Art der Anregung zunächst unterdrückt werden, noch später entwickeln können. Außer den Teiltonspektren eignen sich zur Darstellung der Klangfarbenverteilung längs der Klaviatur besonders gut Oktavsiebanalysen von drei gleichzeitig angeschlagenen Tasten in Halbtonabstand. Neben diesen Messungen, die sich vornehmlich auf das Abklingen beziehen, lassen sich auch die Einschwingvorgänge zur Beurteilung der Flügel heranziehen, da sie in starkem Maße durch das Instrument bedingt sind.

(Eingegangen am 24. Juni 1961.)

Schrifttum

- [1] GRÜTZMACHER, M. und LOTTERMOSER, W., Ak. Zeitschr. 1 [1936], 49.
- [2] VIERLING, O., Diss. Berlin 1936 und Z. techn. Phys. 12 [1935], 528.
- [3] TRENDLENBURG, F., THIENHAUS, E. und FRANZ, E., Ak. Zeitschr. 5 [1940], 309.
- [4] LANGE, W., Hochfrequenztechn. und Elektroak. 45 [1935], 118 und 159.
- [5] GRÜTZMACHER, M. und LOTTERMOSER, W., Phys. Zeitschr. 36 [1935], 903.
- [6] MEINEL, H., Acustica 7 [1957], 185.
- [7] MARTIN, D. W. und WARD, W. D., J. Acoust. Soc. Amer. 32 [1961], 582.
- [8] Teilton- und Geräuschkpektren von Flügeln sind bereits angegeben von E. MEYER u. G. BUCHMANN, S.-B. preuß. Akad. Wiss., Phys.-math. Kl. 32, 1931, S. 9.
- [9] LOTTERMOSER, W., in „Klangstruktur der Musik“ (herausgegeben von F. Winkel), Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik, Berlin 1955.

ÜBER DIE AKUSTISCHE KOPPLUNG DER PFEIFEN BEI DER ORGEL

von W. LINHARDT*, Braunschweig

Herrn Prof. Dr. phil. M. Grützmacher zum 60. Geburtstag gewidmet

Zusammenfassung

Durch Messung des Ziehbereiches zweier akustisch gekoppelter Pfeifen bei verschiedenen Kopplungsbedingungen wurde festgestellt, daß der Anteil der Kopplung über die Tonkanzelle verschwindend klein gegenüber der Kopplung über die Außenluft zwischen den Labien ist. Der Grund für die sehr kleine Kopplung über die Tonkanzelle liegt in der großen Dämpfung infolge der starken Querschnittsänderungen des Übertragungssystems. Die beste Kopplung über die Außenluft besitzen Pfeifen gleicher Fußlage (Grundtonhöhe). Mit wachsendem Abstand der Grundtonhöhe (zum Beispiel Prinzipal 8' + Oktave 4') nimmt die Kopplung ab, da die Intensität der aufeinandertreffenden Teiltöne immer kleiner wird. Zwischen einem Gedackt 8' und einer Oktave 4' besteht praktisch keine Kopplungsmöglichkeit mehr, da sich hier keine Teiltöne frequenzmäßig decken.

Summary

It is verified, by measuring the range of frequency pulling of two acoustically coupled pipes under different coupling conditions, that the part of the coupling through the key-chamber is negligibly small compared to the coupling between the lips through to outside air.

The very small coupling through the keychamber is due to the high damping which is caused by the large variation in cross section of the transmission system.

Pipes with the same fundamental tone have the best coupling through the outside air. The coupling decreases with growing distance between the fundamental tones (e.g. diapason 8' + octave 4') because of the decreasing intensities of the overlapping harmonics. Practically there is no more coupling between a stopped pipe 8' and the octave 4', as there is no overlapping of harmonics.

Sommaire

A l'aide de l'effet de traînage on a mesuré le couplage entre deux tuyaux d'orgue. En variant les conditions on a trouvé que le couplage effectué à travers le sommier (Tonkanzelle) n'est pas important en comparaison avec le couplage effectué sur la voie extérieure entre les écussons. A travers le sommier il y a des grandes variations de la section transversale; en conséquence le coefficient d'atténuation est grand et le coefficient de couplage est petit. Le meilleur couplage à travers la voie extérieure existe entre les tuyaux de même composante fondamentale.

En augmentant l'intervalle des fréquences fondamentales (par exemple principal 8' et prestant 4') le couplage diminue, parce que l'intensité des composantes agissant l'un à l'autre diminue aussi. Entre un bourdon 8' et un prestant 4' il y a presque aucun couplage; les composantes étant différentes en fréquence.

* Auszug aus der Dissertation W. LINHARDT: „Über Laden- und Traktursysteme der Orgel und ihre Einflüsse auf die Ein- und Ausschwingvorgänge der Pfeifen“.

1. Einführung: Die Bedeutung der akustischen Kopplung der Pfeifen

Im Gegensatz zu der romantischen Orgel, die durch das Zusammenspiel 8-füßiger Charakterstimmen ein Orchester nachahmen soll, wird bei der ursprünglichen Form der Orgel der Klang hauptsächlich synthetisch mit Hilfe von künstlichen Obertonregistern (Aliquote und Mixturen) aufgebaut. Bereits im Mittelalter hatten die Orgelbauer erkannt, daß sich der Klang einer Pfeife aus einer ganzen Reihe von Teiltönen zusammensetzt. Um den Klang der anfangs nur aus einer Pfeifenreihe bestehenden Orgel zu verstärken, erwies es sich als sehr wirksam, hinter diese Pfeifenreihe weitere Pfeifenreihen zu setzen, die mit ihren Grundtönen in der Höhe der einzelnen Obertöne der ursprünglichen Pfeifenreihe erklangen und dadurch deren Intensität verstärkten. Diese Pfeifenreihen — man nannte sie im Gegensatz zu den vorn stehenden „Praestanten“ den „Hintersatz“ — bewirkten eine außerordentlich starke Belebung des Klanges, was durch eine einfache Vervielfachung der Pfeifen der ursprünglichen Pfeifenreihe nicht möglich gewesen wäre. Später wurden die Pfeifen des „Hintersatzes“ in einzelne Register aufgeteilt, die einzeln oder zu mehreren zu den Praestanten hinzugemischt werden konnten. Die Pfeifenreihen der obersten Obertöne faßt man zu besonderen Registern zusammen. Es sind die den Orgelklang aufhellenden und oft formantbildenden Mixturen, Scharffs und Zymbeln. Der Vollständigkeit halber muß erwähnt werden, daß auch die klassische Orgel Instrumentalimitatoren besaß (Krummhorn, Trompete, Posaune, Musette, Rohrflöte, Schweizerpfeiff usw.). Aber das Grundprinzip auch der modernen Barockorgel bleibt der synthetische Klangaufbau, dessen Voraussetzung das gute Verschmelzen der einzelnen Stimmen infolge einer wirksamen gegenseitigen Kopplung ist. Bei hinreichend großer Kopplung tritt die aus der Hochfrequenztechnik bekannte Erscheinung der Mitnahme auf. Das heißt, bei kleinen gegenseitigen Verstimmungen der Pfeifen, wie sie zum Beispiel durch die geringfügigen Änderungen des Winddruckes beim Hinzuziehen oder Abstoßen eines Registers entstehen können, nehmen sich die Pfeifen frequenzmäßig gegenseitig mit, so daß der Gesamtklang frei von Schwebungen ist.

Es erhebt sich die Frage, auf welchem Wege die Kopplung zwischen den Pfeifen erfolgt. Da bei der Tonkanzelle sämtliche Pfeifen, die zu einer Taste gehören, auf einem gemeinsamen Windraum stehen, liegt der Gedanke nahe, daß sich die Pfeifen besonders gut über die Tonkanzelle koppeln. In den angestellten Untersuchungen konnte aber bewiesen werden, daß die Kopplung hauptsächlich über den Luftraum zwischen den Pfeifen erfolgt.

2. Bestimmung des Mitnahmebereiches auf der Tonkanzelle

2.1. Das Meßverfahren

Um die Mitnahme und damit den Grad der gegenseitigen Kopplung zu bestimmen, wurden in der ersten Versuchsreihe zwei Prinzipalpfeifen $8' c^1$ auf das Schleifladenmodell gesetzt. Durch eine über der Pfeifenmündung an einem Faden in der Höhe verstellbar aufgehängte Scheibe konnte eine Pfeife gegen die andere verstimmt werden. Zur Bestimmung des Mitnahmebereiches infolge der Kopplung der Pfeifen wurde die Schwebungsfrequenz Δf als Funktion der Verstimmung v aufgenommen (Bilder 1 und 2). Ohne Kopplung zwischen den Pfeifen stellt diese Funktion zwei Gerade dar, die sich im Nullpunkt ($v=0$) treffen und von denen die eine das Spiegelbild der anderen an der Ordinate des Koordinatensystems ist. Sind die Pfeifen aber gekoppelt, so weicht die Funktion in der Nähe des Nullpunktes von den Geraden ab und erreicht je nach Stärke der Kopplung bei von Null abweichenden Verstimmungen bereits die Abszisse. Das heißt: durchläuft bei genügend starker Kopplung die Verstimmung von oben her kommend den ganzen interessierenden Bereich, so wird die resultierende Schwebungsfrequenz Δf anfangs entsprechend der Geraden abnehmen. In der Nähe von $v=0$ sinkt die Schwebungsfrequenz aber schneller ab und erreicht, bevor die Verstimmung zu Null geworden ist, den Wert Null. Im negativen Bereich der Verstimmung treten von einem Punkte an wieder Schwebungen auf, die sich dann bei größeren Verstimmungen asymptotisch der Geraden nähern. Der Mitnahmebereich wird von den Werten der Verstimmung eingeschlossen, bei denen gerade die Schwebungen aussetzen oder einsetzen. Dieser Mitnahmebereich ist ein Maß für den Grad der gegenseitigen Kopplung der Pfeifen.

Die Funktion $\Delta f = f(v)$ für $K = \text{const.}$ wurde bei verschiedenen Kopplungsgraden der beiden Pfeifen aufgenommen.

Bei der Änderung des Kopplungsgrades wurden einige besonders interessante Fälle ausgewählt:

1. Beide Pfeifen auf derselben Kanzelle, die Labien einander zugewandt, Abstand der Labien 12 cm (sehr enge Kopplung);
2. wie 1., aber mit einem Abstand der Labien von 24 cm (enge Kopplung);
3. Labien in Normalstellung, Abstand 24 cm (normale Kopplung);
4. wie 3., aber der Raum zwischen den Pfeifen wurde mit einer Platte entkoppelt (lose Kopplung);
5. wie 4., aber die Pfeifen wurden auf verschiedene Kanzellen gesetzt.

Bei der Meßapparatur wurde der mit Hilfe eines Oktavfilters herausgesiebte Grundton des aufgenommenen Klanges über einen Meßverstärker einem Frequenzmeßgerät zugeführt. Mit Hilfe der eingebauten Braunschen Röhre des Frequenzmeßgerätes konnten durch Lissajousche Figuren sehr genaue Messungen durchgeführt werden. Außerdem gestattete das Frequenzmeßgerät an einem Feinstimmknopf das Ablesen der Verstimmungen unmittelbar in Promille.

Zur Messung der Verstimmung der einen Pfeife mußte die andere zum Schweigen gebracht werden, ohne daß dabei deren aus der Kernspalte ausströmender Luftstrom unterbrochen wurde. (Eine Unterbrechung des Luftstromes etwa durch Betätigung der Schleife, würde sofort mit einer Änderung der Druckverhältnisse in der Kanzelle und damit mit einer ungewollten Verstimmung der Pfeife verbunden sein.) Durch Einführen einer Vogelfeder zwischen Unter- und Oberlabium der Pfeife wurde die Pfeife wegen der Behinderung der Wirbelablösung am Erklingen gehindert, ohne daß dabei die Ausströmgeschwindigkeit der Luft und damit die Druckverhältnisse in der Kanzelle geändert wurden.

2.2. Die Ergebnisse

2.2.1. Zwei Prinzipale 8' c¹ (Bild 1)

Es ist bei den gemessenen Kurven ohne weiteres zu ersehen, daß der Einfluß der Kopplung über die Außenluft bei weitem gegen die Kopplung über den Kanzellenraum überwiegt.

Sind die Pfeifen sehr benachbart (Abstand 12 cm) und darüberhinaus sogar noch die Labien einander zugewandt, so tritt bereits bei Verstimmungen von +6‰ und -4‰ eine Mitnahme ein. Die relativ großen Schalldruckamplituden steuern die aus den Pfeifen ausströmende Luft und bewirken so die gegenseitige Mitnahme. Diese Erscheinung nimmt mit größerem Abstand der Pfeifen wegen der damit verbundenen Abnahme der Kopplung ab.

Entkoppelt man den Raum zwischen den Pfeifen zusätzlich mit einer Platte, so nimmt die Mitnahme noch mehr ab.

Läge eine überwiegende Kopplung über den Kanzellenraum vor, so dürfte die Entkopplung des Raumes zwischen den Pfeifen nicht viel ausmachen. Das Diagramm zeigt aber einen weiteren Rückgang auf nur noch etwa ±0,5‰.

Der Beweis, daß es sich auch bei dieser Restkopplung um eine Kopplung über die Außenluft handelt, ist leicht erbracht. Die beiden Pfeifen wurden bei sonst gleichen Bedingungen auf zwei verschiedene Kanzellen gestellt, so daß die Kopplung über die Kanzellen entfällt. Die gemessene Kurve weicht aber

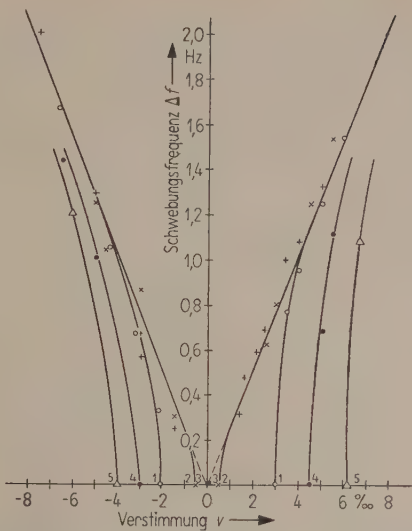


Bild 1. Mitnahme auf der Schleiflade. Schwebungsfrequenz in Abhängigkeit von der Verstimmung bei verschiedenen Kopplungsgraden. Prinzipal 8' c¹ + Prinzipal 8' c¹. Abstand der Pfeifen 24 cm.
 1 = mit Kopplung über die Außenluft (○),
 2 = mit Trennwand (+),
 3 = wie 2, aber auf verschiedenen Kanzellen (x),
 4 = wie 1, aber Labien einander zugewandt (●),
 5 = wie 4 Abstand 12 cm (Δ).

kaum von der zuvor gemessenen Kurve ab, das heißt auch bei der gemessenen Restkopplung handelt es sich im überwiegenden Maße um Kopplung über die Außenluft. Eine Bestimmung der Mitnahme durch die Kopplung über die Tonkanzelle, indem man aus den beiden letzten Messungen durch Differenzbildung den Einfluß der Außenraumkopplung eliminiert, lag jenseits der Meßgenauigkeit und konnte daher nicht durchgeführt werden. Es genügt aber die Feststellung, daß die Kopplung über den Raum zwischen den Pfeifen viel größer ist als über die Tonkanzelle und somit die wichtigste Ursache für die Mitnahme der Pfeifen darstellt.

Wenn man den geometrischen Aufbau der Schleiflade betrachtet, ist auch der Grund für die relativ geringen Kopplungseigenschaften zu erkennen: Die Pfeifen sind über verhältnismäßig enge Bohrungen mit dem Kanzellenraum verbunden.

Soll eine Pfeife A von einer Pfeife B über die Tonkanzelle frequenzmäßig mitgenommen werden, so muß der von der Kernspalte der Pfeife B ausgehende Schall durch den Pfeifenfuß, die Fußlochbohrung und die Bohrung in der Lade in den Kanzellenraum gelangen und von da aus wieder durch die zu der Pfeife A gehörigen Bohrungen zu der Kernspalte der Pfeife A. Dieser Schallwechseldruck ist der aus der Kernspalte der Pfeife A ausströmenden Luft überlagert und kann eine Steuerung und

damit eine Beeinflussung des die Pfeife erregenden Luftbandes hervorrufen. Der Grad dieser Beeinflussung ist aber sehr klein.

Es handelt sich in dem vorliegenden Falle um eine „Dämpfung durch Querschnittsveränderungen“. WAGNER bringt in seinem Buch¹ eine theoretische Behandlung dieses Vorganges. Die Übergänge von den engen Fußlochbohrungen auf den weiten Kanzellenraum und von dort wieder in enge Fußlochbohrungen erscheinen als Stoßstellen in der interessierenden Übertragungskette. Es treten Reflexionen auf, die das Übertragungsmaß wesentlich herabsetzen. — Da in der Tonkzelle stehende Wellen auftreten, kann die Übertragungsdämpfung je nach der Frequenz der tönenden Pfeifen und den geometrischen Abmessungen der Kanzelle verschiedene Werte annehmen. Befinden sich zum Beispiel zwei Pfeifen direkt über zwei Minima der örtlichen Schalldruckverteilung, so wird die Dämpfung sehr groß. Aber selbst in dem günstigsten Falle einer auf Resonanz abgestimmten Tonkzelle, bei der sich die Pfeifen über den Maxima der Schalldruckverteilung befinden, bleibt wegen der Stoßstellen die Dämpfung sehr groß. Im allgemeinen ist aber die Tonkzelle nicht abgestimmt. Wohl existiert auch in der nicht abgestimmten Tonkzelle eine stehende Welle. Es ist aber aus geometrischen Gründen nicht möglich, die Pfeifen immer über die Maxima der Schalldruckverteilung zu stellen.

Bei den Pfeifen verschiedener Grundtonhöhe, zum Beispiel Oktave $4' + \text{Quinte } 2\frac{2}{3}'$, liegen die Kopplungsverhältnisse über die Tonkzelle noch ungünstiger.

2.2.2. Prinzipal $8' c^1 + \text{Oktave } 4' c^1$ (Bild 2)

Diese beiden Pfeifen haben eine ganze Reihe von Partialtönen gemeinsam, so daß auch hier die Möglichkeit einer Kopplung gegeben ist. Es treffen folgende Partialtöne zusammen:

Prinzipal $8'$: 1. 2. 3. 4. 5. 6. 7. 8. ... Partialton
Oktave $4'$: 1. 2. 3. 4. ... Partialton.

Den größten Einfluß auf die gegenseitige Mitnahme hat die Kopplung zwischen dem Grundton der Oktave $4'$ und dem 2. Partialton des Prinzipal $8'$. Es wurde wieder die Abhängigkeit der Schwebungsfrequenz Δf von der Verstimmung v bei verschiedenen Kopplungsgraden aufgenommen. Die Mitnahme ist schwächer als bei Verwendung zweier Prinzipale $8'$. Auch hier überwiegt die Kopplung über die Außenluft. Die Kopplung über die Tonkzelle ist vernachlässigbar klein.

¹ K. W. WAGNER, Lehre von den Schwingungen und Wellen, Dieterich'sche Verlagsbuchhandlung, Wiesbaden 1947.

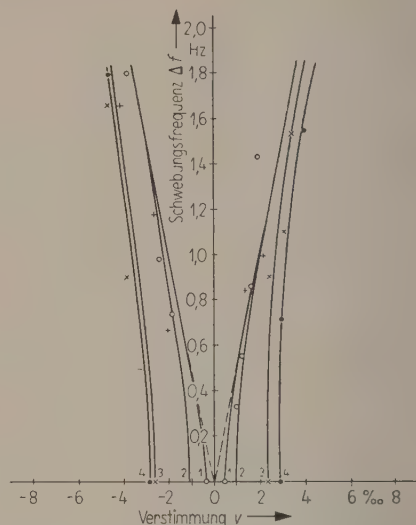


Bild 2. Mitnahme auf der Schleiflade. Schwebungsfrequenz in Abhängigkeit von der Verstimmung bei verschiedenen Kopplungsgraden. Prinzipal $8' c^1 + \text{Oktave } 4' c^1$.

- | | | |
|----------|---|---|
| Kopplung | { | 1 = Abstand 24 cm, Luftraum entkoppelt (○), |
| | | 2 = Abstand 24 cm, Normalstellung (+), |
| | | 3 = Abstand 12 cm, Normalstellung (×), |
| | | 4 = Abstand 12 cm, Labien einander zugewandt (●). |

2.2.3. Gedackt $8'$ und Oktave $4'$

Bekanntlich werden die Partialtöne eines Gedackts hauptsächlich nur aus den ungeradzahlgigen Vielfachen der Grundtonfrequenz gebildet. Damit fallen die Partialtöne der eine Oktave höher als das „Gedackt $8'$ “ erklingenden „Oktave $4'$ “ immer auf eine Lücke der Obertonreihe des „Gedackt $8'$ “. Wenn auch eine exakte Suchtonanalyse ergab, daß in dem Spektrum des Gedackts die geradzahlgigen Teiltöne enthalten sind, so sind sie doch zu schwach, um eine meßbare Mitnahme zu ermöglichen. Man erkennt das Vorhandensein dieser Teiltöne nur an den schwachen Schwebungen mit den zugehörigen Teiltönen der Oktave $4'$ bei Verstimmungen der Pfeifen gegeneinander.

3. Schluß

Die angestellten Untersuchungen führten zu dem Ergebnis, daß bei der Orgel die Kopplung der Pfeifen untereinander im überwiegenden Maße über die Außenluft erfolgt. Will man eine gute Verschmelzung des Klanges der am synthetischen Klंगाufbau beteiligten Register (zum Beispiel Prinzipalfamilie) erzielen, dann muß man die zu einer Taste gehören-

den Pfeifen dieser Register zueinander möglichst benachbart aufstellen.

Diese Arbeit wurde im Laboratorium für Musikalische Akustik an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) in Braunschweig durchgeführt.

Mein Dank gilt Herrn Professor Dr. M. GRÜTZMACHER und Herrn Oberregierungsrat Dr. W. LOT-

TERMOSER für ihre bereitwillige Unterstützung und die anregenden Diskussionen zu den vorliegenden Untersuchungen. Die finanziellen Mittel wurden in großzügiger Weise von der Deutschen Forschungsgemeinschaft bereitgestellt, wofür hier herzlich gedankt sei.

(Eingegangen am 9. Juni 1961.)

LUFTSCHALLDÄMMUNG VON WAND- UND FUSSBODEN-BAUMUSTERN FÜR EISENBAHNWAGEN

von C. STÜBER, Bundesbahn-Versuchsanstalt München

Herrn Prof. Dr. phil M. Grützmacher zum 60. Geburtstag gewidmet

Zusammenfassung

Die Luftschalldämmung von Wand- und Fußboden-Baumustern für Eisenbahnwagen läßt sich bei angenähert zweischaligem Aufbau, der andererseits die Erfordernisse der Praxis noch hinreichend berücksichtigt, der massentheoretischen Dämmgeraden einer gleichschweren Einfachwand bei senkrechtem Schalleinfall weitgehend angleichen. Die Dämmkurve einer 56 kg/m^2 schweren Fußbodenanordnung zum Beispiel bleibt oberhalb von 180 Hz nur wenig unter der bauakustischen Sollkurve nach DIN 4109.

Summary

Air-borne sound insulation of wall and floor construction specimens for railroad cars may for normal incidence of sound approximate the theoretical insulation values of a single wall with equal mass, even if there is rather a double-shell construction considering also the practical requirements. For example the sound insulation curve of a floor construction weighing 56 kg/m^2 is above 180 c/s only slightly below the architectural-acoustical standard curve after DIN 4109.

Sommaire

On s'intéresse, pour la réduction du son aérien, aux modèles de construction des parois et planchers de wagons de chemin de fer ayant approximativement une structure à double paroi, tout en tenant compte des besoins pratiques. On peut très bien assimiler cette réduction du son à la réduction théorique d'une paroi simple de même poids, pour une incidence normale. La courbe de réduction reste par exemple (pour une construction du plancher d'un poids de 56 kg/m^2 et pour des fréquences au-dessus de 180 Hz) seulement peu au-dessous de la courbe standard en acoustique des bâtiments d'après DIN 4109.

1. Einleitung

Wände und Fußboden von Eisenbahnwagen sucht man — bei wirtschaftlich vertretbarem Aufwand — in bauakustischer Hinsicht so auszubilden, daß nur ein Minimum des bei der Fahrt von der Berührungsstelle zwischen Rad und Schiene ausgehenden und auf dem Luft- und Körperschallwege in das Wageninnere eindringenden Lärms den Reisenden erreicht. Über Erfolge dieser Bemühungen ist bereits berichtet worden ([1] bis [3]). Nachstehend sollen einige weitere Ergebnisse mitgeteilt werden. Bezüglich der Meßanordnung und der Versuchstechnik (DIN 52 210) wird auf die früheren Aufsätze verwiesen.

2. Meßergebnisse

2.1. Doppelwand

Im Hochbau und auch im Fahrzeugbau bieten sich die konstruktiv und statisch außerordentlich

günstigen Füllbauplatten an. Es handelt sich hierbei um Leichtbaudoppelwände, deren Zwischenraum mit harten oder weichen Kunststoffen ausgeschäumt wird. Bezüglich ihres akustischen Verhaltens konnten sich diese, an verschiedenen Stellen untersuchten Anordnungen bisher allerdings noch nicht durchsetzen, da die Dämmwirkung der Doppelwand infolge der Dickenresonanzen und anderer Effekte weitgehend zusammenbricht.

In Bild 1 (a) ist als Beispiel das Schalldämmmaß R' eines derartigen Baumusters dargestellt (Kurve I), bei dem der 50 mm tiefe Hohlraum zwischen einer durch Rippen und Spanten versteiften Blechplatte und einer Resopalplatte mit einem Weichschaumstoff ausgeschäumt wurde. Das Schalldämmmaß dieser $36,3 \text{ kg/m}^2$ schweren Doppelwand verläuft weit unterhalb der massentheoretischen Geraden für eine gleichschwere Einfachwand bei senkrechtem Schall-

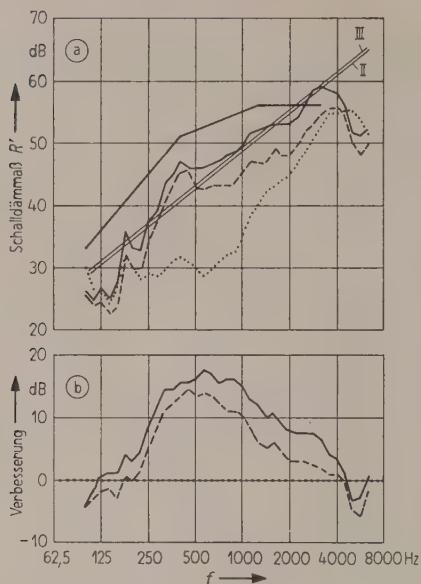


Bild 1. Doppelwand

- (a) ····· I (2 mm Blech; 50 mm Hohlraum, ausgeschäumt mit 20 bis 25 kg/m³ schwerem Weichschaumstoff; 1,3 mm Resopal), 36,3 kg/m²,
 --- II (3,5 mm dick entdröhntes 2 mm Blech; 50 mm Hohlraum, ausgefüllt mit 10 kg/m³ schwerer Mineralfaser; 2 mm Resopal), 34,6 kg/m²,
 ——— III (wie II, Resopal jedoch 2 mm dick entdröhnt), 36,3 kg/m²,
 ——— (II, III) gleichschwere Einfachwand, massentheoretisch bei senkrechtem Schalleinfall, 34,6 beziehungsweise 36,3 kg/m²,
 ——— bauakustische Sollkurve nach DIN 4109, Entwurf.
- (b) --- Δ [II-I],
 ——— Δ [III-I].

einfall¹. Die über den bauakustischen Frequenzbereich 100 bis 3200 Hz gemittelten R_m' -Werte betragen 35 beziehungsweise 44 dB.

Zum Vergleich veranschaulicht Kurve II in Bild 1 (a) das Schalldämmmaß einer ähnlich aufgebauten Wand, deren ebenfalls 50 mm tiefer Hohlraum jetzt aber mit leichter Mineralfaser voll ausgefüllt wurde. Zusätzlich hatte man das wieder durch Spanten und Rippen versteifte Blech mit einer Entdröhnungs-

¹ Zur Berechnung wurde die Formel

$$R_{\text{theor.}} = \lg \frac{0,1 \pi}{\rho c} \cos \varphi f G [\text{dB}]$$

angesetzt, worin $\rho c = 41,3 [\text{g cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$ den Schallwellenwiderstand, $f [\text{Hz}]$ die Frequenz, $G [\text{kg/m}^2]$ das Wandgewicht und $\varphi [^\circ]$ den Schalleinfallswinkel bedeuten. In G ist neben dem akustisch wirksamen Wandgewicht auch das zum Aufbau des Baumusters erforderliche Gerüstgewicht enthalten, welches etwa 30% des Gesamtgewichtes ausmacht.

schicht versehen und zwischen Spanten und Resopalplatte zur Abschwächung der Körperschallübertragung 2 mm starke Korkstreifen eingeschoben. Die Doppelwandwirkung dieser 34,6 kg/m² wiegenden Anordnung bleibt besser erhalten, und die theoretische Massengerade wird zwischen 100 und 3200 Hz im Mittel um nur 3 dB unterschritten.

Nach Belegen der Resopalplatte mit einer dünnen Entdröhnungsschicht stieg das Schalldämmmaß im gesamten Frequenzbereich merklich an, und zwar wesentlich mehr, als der reinen Massenzunahme entsprochen hätte (Kurve III). Die Abstrahlungsfähigkeit der Resopalplatte ist verringert worden. Das in dieser Form mit dem ausgeschäumten Baumuster I im Gewicht (36,3 kg/m²) übereinstimmende Modell III erreicht im Mittel (100 bis 3200 Hz) mit 44 dB das massentheoretische Schalldämmmaß einer gleichschweren Einfachwand. Es zeigt sich ferner, daß das gegenüber einer einsteinstarken verputzten Lochziegelmauer ($\geq 360 \text{ kg/m}^2$) etwa im Verhältnis 10 : 1 leichtere Baumuster III relativ nahe an die bauakustische Sollkurve nach DIN 4109, Entwurf, heranrückt.

Die Verbesserungskurven in Bild 1 (b) verdeutlichen nochmals den Dämmgewinn der Baumuster II und III gegenüber I. Zu erwähnen ist schließlich, worauf bereits früher hingewiesen wurde ([1], Bild 10), daß die bei 6140 Hz liegende Grenzfrequenz des 2 mm starken Bleches (I) durch das Entdröhnen etwas nach tieferen Frequenzen verschoben wurde (II und III).

2.2. Fußboden

Bei der Konstruktion eines Fahrzeug-Fußbodens strebt man in gleicher Weise wie bei den Wänden die Zweischaligkeit an. In Bild 2 sind Schalldämmkurven einer Versuchsreihe an einem solchen Baumuster wiedergegeben. Eine Schale besteht aus einer Sperrholzplatte mit trittfestem Belag, gestützt von einem Lattenrost, die andere aus versteiftem, entdröhntem Wellblech. Gummielemente bilden die einzige Verbindung zwischen beiden Schalen. Die freien Zwischenräume sind mit leichter Mineralfaser ausgefüllt. Oberhalb von 250 Hz deckt sich die Dämmkurve I dieses 32,8 kg/m² schweren Fußbodens annähernd mit der massentheoretischen Geraden einer gleichschweren Einfachwand¹. Das mittlere Schalldämmmaß bleibt mit 42 dB nur wenig unter dem theoretischen Wert 43 dB.

Der Versuch, die Schalldämmung durch loses Einlegen einer biegeweichen Mehrschicht-Schwerstoffmatte zwischen die beiden Schalen zu steigern, scheiterte infolge Ausbildung von Dickenresonanzen. Jenseits von 500 Hz ist die Schalldämmung dieser nun 39,2 kg/m² schweren Anordnung II schlechter

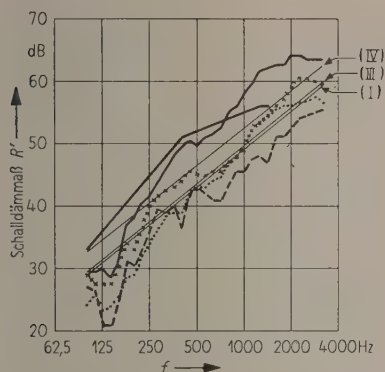


Bild 2. Fußboden

..... I (2 mm Gehbelag; 10 mm Sperrholz; 28 mm Hohlraum, ausgefüllt mit 10 kg/m^3 schwerer Mineralfaser; 1 mm starkes und 3 mm dick entdröhntes Wellblech; Sperrholz über 20 mm hohen Lattenrost und Gummielemente gegen Wellblech abgestützt), $32,8 \text{ kg/m}^2$,
 --- II (wie I, jedoch auf Wellblech zusätzlich 12 mm starke biegegewiche Mehrschicht-Schwerstoffmatte), $39,2 \text{ kg/m}^2$,
 xxxxx III (wie I, jedoch unter Sperrholz 4 mm starke biegegewiche Einsicht-Schwerstoffmatte angeklebt), $37,2 \text{ kg/m}^2$,
 ——— IV (wie III, jedoch 10 mm unter Wellblech zusätzlich 2 mm starkes, 2 mm dick entdröhntes Abschirmblech) $56,5 \text{ kg/m}^2$,
 ——— (I, III, IV) gleichschwere Einfachwand, massentheoretisch bei senkrechtem Schalleinfall, $32,8$; $37,2$ beziehungsweise $56,5 \text{ kg/m}^2$,
 ——— bauakustische Sollkurve nach DIN 4109, Entwurf.

als ohne Matten. R_m' beträgt 41 dB gegenüber dem Sollwert 45 dB einer gleichschweren Einfachwand. Wird die Schwerstoffmatte — jetzt jedoch einschichtig — unter das Sperrholz geklebt, so wächst die Dämmung wegen Dämpfung der Biegeschwingungen des Sperrholzes im Vergleich zu Kurve I stärker an, als auf Grund der Gewichtszunahme auf $37,2 \text{ kg/m}^2$ zu erwarten wäre (Kurve III). Das mittlere Schalldämmmaß übertrifft mit 45 dB sogar etwas den theoretischen Betrag von 44 dB.

Die Schalldämmung läßt sich durch eine weitgehend körperschallisolierte Anbringung eines Schallschirmes unterhalb des Wellbleches nochmals merklich erhöhen. Die Dämmkurve IV dieses $56,5 \text{ kg/m}^2$ schweren Bodens verläuft ab 200 Hz oberhalb der theoretischen Massengeraden und in der Nähe der bauakustischen Sollkurve. Das mittlere Schalldämmmaß erreicht 50 dB. Der Massenwert lautet 48 dB.

2.3. Einfachwand

Lassen im Fahrzeugbau konstruktive Erwägungen die Zweischaligkeit nicht zu, so hat man — trotz gleichen Gewichtsaufwandes — bei der nun

anzuwendenden Einfachwand mit einer verminderten Schalldämmung zu rechnen. Es wird jedoch versucht, durch Aufbringen von Entdröhnungsbelägen und biegeweichen Schwerstoffmatten auf die Wand das Schalldämmmaß zu verbessern. Bild 3 veranschaulicht Ergebnisse entsprechender Messungen. Das Schalldämmmaß einer durch Rippen und Spanten versteiften $28,4 \text{ kg/m}^2$ schweren Blechplatte (Kurve I)² steigt oberhalb von 250 Hz linear mit der Frequenz an, allerdings mit geringerer Neigung, als sie die Massentheorie erwarten läßt. Das mittlere Schalldämmmaß R_m' liegt mit 32 dB um 4 dB tiefer als der dem akustisch wirksamen Wandgewicht zuzuordnende Wert und um sogar 10 dB unter dem für das Gesamtgewicht der versteiften Platte errechneten Betrag. Eine Entdröhnungsschicht hebt das mittlere Schalldämmmaß um etwa 2 dB mehr an, als die Gewichtszunahme verlangt ($R_m' = 36 \text{ dB}$, Kurve II).

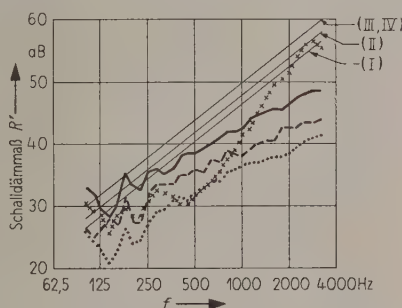


Bild 3. Einfachwand

..... I (2 mm Blech, versteift), $28,4 \text{ kg/m}^2$,
 --- II (wie I, jedoch 4,5 mm dick entdröhnt), $32,4 \text{ kg/m}^2$,
 xxxxx III (wie II, jedoch zusätzlich 13 mm starke biegegewiche Mehrschicht-Schwerstoffmatte angeklebt), $38,9 \text{ kg/m}^2$,
 ——— IV (wie II, jedoch zusätzlich 5 mm starke biegegewiche Einsicht-Schwerstoffmatte angeklebt), $40,8 \text{ kg/m}^2$,
 ——— (I, II, III, IV) gleichschwere Einfachwand, massentheoretisch bei senkrechtem Schalleinfall, $28,4$; $32,4$; $38,9$ beziehungsweise $40,8 \text{ kg/m}^2$.

Eine zusätzlich aufgeklebte biegegewiche, federnde Mehrschicht-Schwerstoffmatte vergrößert zwar R_m' in Übereinstimmung mit dem Massenzuwachs auf 38 dB, die Dämmkurve III steigt jedoch erst oberhalb einer bei etwa 450 Hz liegenden Grenzfrequenz geradlinig, — zufolge der Theorie einer Mehrfachwand — jetzt aber mit einer Neigung von fast 40 dB pro Frequenzdekade an. Dieser charakteristische Dämmverlauf ist darauf zurückzuführen, daß die Massen der Blechplatte und der Schwerstoffschichten zusammen mit der Federwirkung der Zwischen-

² Vom Gesamtgewicht entfallen 45% auf das zur Schalldämmung kaum beitragende, zum Aufbau des Baumusters aber benötigte Gerüst.

lagen ein resonanzfähiges System bilden mit einer verkleinerten Schalldämmung im mittleren Frequenzbereich. In der Gesamtwirkung günstiger verhält sich eine auf das entdröhte Baumuster aufgebrachte biegeeweiche Einsicht-Schwerstoffmatte (Kurve IV). Diese Kombination wirkt als Einfachwand. R_m' erreicht 40 dB und unterschreitet damit nur noch um 2 dB den vom akustisch wirksamen Wandgewicht geforderten Wert und um 5 dB den dem Gesamtgewicht (einschließlich Gerüstgewicht) der Anordnung zuzuschreibenden Betrag. Im Vergleich zum Ausgangszustand (I) wurde durch die Beläge II und IV also nicht nur eine absolute, sondern auch

eine relative Dämmverbesserung erzielt. Die Kurven I, II und IV verlaufen — der Theorie gemäß — weitgehend parallel. (Eingegangen am 14. Juli 1961.)

Schrifttum

- [1] STÜBER, C., Dämmungsverluste durch Körperschallbrücken bei doppelschaligen Eisenbahnwagen Außenwänden. *Acustica* 6 [1956], 133. *VDI-Berichte* 8 [1956], 89.
- [2] STÜBER, C., Luftschalldämmung von Fußbodenkonstruktionen für Eisenbahnwagen. *Lärmbekämpfung* 2 [1958], 1.
- [3] HANSEN, K. H. und STÜBER, C., Luftschalldämmung von leichten Doppelwänden mit Körperschallbrücken. *Proc. 3rd Intern. Congr. Acoustics*, im Druck.

DIE VERWENDUNG DER RAUMECKEN BEI SCHALLDRUCKMESSUNGEN IN DER BAUAKUSTIK

von P. DÄMMIG, M. LOUDEN* und G. VENZKE, Braunschweig

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

Herrn Prof. Dr. phil. M. Grützmacher zum 60. Geburtstag gewidmet

Zusammenfassung

Die Ergebnisse von Schalldruckmessungen in den Ecken kleinerer Rechteckräume werden verglichen mit Ergebnissen, die man nach der üblichen Methode mit mehreren Mikrophonstellungen um die Raummitte herum erzielt.

Diese Vergleiche wurden bei Schallanregung im gleichen Raum, aus dem Nachbarraum und bei Schallpegeldifferenz-Messungen durchgeführt. Die mit Eckmessungen erreichbaren Vorteile werden dargestellt.

Summary

The sound pressure, measured with the microphone located in the corners of small rectangular rooms, is compared with the results of corresponding measurements when several microphone positions are used around the middle of the room. These comparisons were made with the sound source in the same room, in the adjacent room, and with measurements of the sound pressure level difference between two rooms. The advantages of pressure measurements in the corners are discussed.

Sommaire

On a comparé les écarts aléatoires et systématiques de la pression acoustique mesurée dans les coins de petites chambres rectangulaires avec les résultats de mesures de la pression d'après la méthode usuelle utilisant plusieurs positions de microphone autour du centre de la chambre. Ces comparaisons sont exécutées avec la source sonore posée dans la même chambre, dans la chambre voisine et en faisant des mesures de la différence du niveau sonore dans les deux chambres. Les avantages des mesures de la pression dans les coins sont exposés.

1. Einleitung

Die genaue Bestimmung des mittleren Schalldrucks in einem Raum von etwa Zimmergröße stößt bekanntlich deswegen besonders im unteren Hörfrequenzbereich auf Schwierigkeiten, weil auch bei Anregung des Raumes mit Geräuschbändern der Schalldruck in Abhängigkeit vom Ort im Raum um so stärkeren Schwankungen unterworfen ist, je ge-

ringer die Eigentondichte oder je kleiner das Verhältnis Raumdimensionen zu Schallwellenlänge ist. Unter mittlerem Schalldruck sei hier der arithmetische Mittelwert¹ einer Reihe von Schalldruck-Meßergebnissen verstanden, wobei das Meßmikrophon an statistisch verteilten Punkten im Raum aufgestellt war, die mehr als 2 m von der Schallquelle oder mehr als 1 m von den Raumbegrenzungen entfernt liegen. Die Annäherung des gemessenen an

* Beurlaubt vom akustischen Laboratorium des Funkhauses Kairo.

¹ Bezeichnungen und Formeln aus der mathematischen Statistik siehe zum Beispiel [4], [5].

den wahren Mittelwert wird natürlich um so größer beziehungsweise der Vertrauensbereich einer Meßreihe um so kleiner sein, je mehr diskrete Mikrofonstellungen für das Resultat benutzt worden sind.

Während in dem durch die genannten Abstände begrenzten mittleren Raumteil der Schalldruck für einen festen Ort im Raum auch bei gleicher Dämpfung aller Eigentöne durch die Raumbegrenzungen von Eigentön zu Eigentön als Folge der Ausbildung von stehenden Wellen zwischen Null und dem Maximalwert schwanken kann, ist dies in den Raumecken nicht der Fall, da dort alle Eigentöne ihr Druckmaximum haben. Dabei sei unter Raumecke ein Gebiet um den Schnittpunkt dreier Raumkanten verstanden, das weniger als $\lambda/10$ von diesem Punkt entfernt ist. Wie in der Literatur verschiedentlich abgeleitet worden ist [1], [2], [3] und unter Verwendung von Rauschen in Terzbreite auch in einem der Versuchsräume bei der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) bestätigt wurde, beträgt die Differenz zwischen mittlerem Schallpegel im mittleren Raumteil und in einer Ecke theoretisch 9 dB, wenn die Raumbegrenzungen gleichmäßig und nur wenig Schall absorbieren.

Berücksichtigt man diese Differenz, so müßte sich der oben definierte mittlere Schalldruck in einem Raum aus einer Eckenmessung mit einer geringeren Streuung beziehungsweise einem geringeren Meßaufwand gleich genau ermitteln lassen. Hierüber wurden von KÜHL [6], WÖHLE [3] und KLAPDOR [7] bereits Betrachtungen oder Untersuchungen angestellt. KÜHL gibt an, daß der Schallpegel in mehreren Ecken eines leeren Raumes auch bei tiefen Frequenzen bis auf 0,5 oder 1 dB gleich sein kann. Nach WÖHLE beträgt die größte Pegeldifferenz zweier Ecken in einem leeren, etwas schiefwinkligen Hallraum von 63 m^3 0,7 dB bei Rauschen im Oktavbereich 37,5 bis 75 Hz und 1,4 dB im Bereich 200 bis 400 Hz. KLAPDOR stellt dagegen fest, daß die Standardabweichung des Schallpegels bei Mikrophonaufstellung in den Ecken oberhalb 200 Hz sogar größer sein kann als bei sechs Aufstellungen des Mikrophons im mittleren Raumteil, wobei er den Vertrauensbereich für beide Arten der Aufstellung nach der gleichen Formel errechnet, die für eine Stichprobe aus einer unendlichen Grundgesamtheit gilt.

Im folgenden sollen die Streubereiche von Schalldruckmessungen in Raumecken und in Raummitten für verschiedene Räume mitgeteilt werden, und zwar bei Schallanregung im gleichen Raum und bei Anregung aus dem Nachbarraum. Schließlich werden Pegeldifferenz-Meßergebnisse nach beiden Methoden miteinander verglichen. Ziel der Untersuchungen sollte es sein, den für den gleichen Ver-

trauensbereich bei beiden Verfahren notwendigen Aufwand an Mikrofonstellungen zu ermitteln. Die Messungen beschränken sich auf den Frequenzbereich 100 bis 500 Hz, weil oberhalb dieser Frequenzen die örtlichen Schalldruckschwankungen und damit der nötige Meßaufwand verhältnismäßig gering sind. Auf die Verwendung von Mikrofonen, die während der Messung auf einer bestimmten Bahn gleichförmig im Raum bewegt werden, sei hier nicht eingegangen.

2. Apparatur und Meßräume

Um auch bei mittleren und höheren Frequenzen den Schallempfänger genügend dicht an den geometrischen Eckpunkt eines Raumes bringen zu können, wurde das Sondenmikrofon MD 3 M (Sennheiser electronic) sowohl für die Eckmessungen wie auch für die Messungen im Rauminnern verwendet. Es ist ein Tauchspulenmikrofon mit einer 30 cm langen Sonde von 5 mm lichtem Durchmesser. Die vordere Öffnung der Sonde kann als Zentrum eines Druckempfängers mit kugelförmiger Empfindlichkeitscharakteristik betrachtet werden. Ein Schließen der Sondenöffnung verringert die Mikrofonausgangsspannung um mindestens 40 dB.

Schallsender war ein Tieftonlautsprecher in einer $1 \text{ m} \times 1 \text{ m}$ großen Schallwand, über eine Frequenzweiche kombiniert mit einer allseitig abstrahlenden Anordnung von zwölf Hochtonlautsprechern. Die Lautsprecher-Kombination wurde bei allen Messungen gleichbleibend so weit in eine Raumecke hineingestellt, wie es ihre Abmessungen erlaubten. Sie strahlte in Terzbandbreite gefiltertes weißes Rauschen ab. Empfangsseitig wurde gleichfalls mit Terzbandpässen gefiltert.

Abgelesen wurde der Schalldruck hinter den Mikrofonverstärkern nach Gleichrichtung durch einen linearen Doppelweg-Gleichrichter an einem Zeigerinstrument, das durch Vorschalten eines entsprechenden RC-Gliedes mit 16 s Zeitkonstante arbeitete. Diese verhältnismäßig große Zeitkonstante stellte auch bei dem niedrigsten untersuchten Terzbereich mit der Mittenfrequenz 100 Hz einen Kompromiß dar zwischen geringer Zeigerschwankung, verbunden mit langer Wartezeit für den Einschwingvorgang, und schnellem Erreichen des eingeschwungenen Zustandes, aber großer Unsicherheit der Mittlung durch starke Zeigerschwankungen.

Die die Absorption und die Eigentönverteilung beeinflussenden Daten der Räume, in denen Schalldruckmessungen durchgeführt wurden, sind in der nachfolgenden Tabelle zusammengestellt.

Aus der Tabelle I geht hervor, daß die Wandimpedanzen der Raumbegrenzungen natürlichen Gegebenheiten entsprechen, nicht aber besonders gleich-

Tabelle I.
Daten der Räume, in denen Schalldruckmessungen durchgeführt wurden.

Raum Nr.	1	2	3	4	5
Abmessungen m	4,24 · 3,73 · 2,69	4,26 · 4,97 · 2,69	4,24 · 3,98 · 2,69	8,82 · 6,00 · 3,00	9,09 · 5,42 · 2,81
Volumen m³	42,5	56,9	45,4	158,8	138,4
Türen	1 Stahltür; 2,00 m²	1 Stahltür; 2,00 m²	1 Stahltür; 2,00 m²	2 Holztüren; 6,3 m²	1 Holztür; 2,15 m²
Fenster	—	—	—	1 Fenster 5,9 m²	4 Fenster 12,8 m²
Verhältnis Öffnungsfläche zur gesamten Fläche %	2,7	2,2	2,6	6,3	8,3
Dicke der Wände cm	12 ... 36,5	12 ... 36,5	12 ... 36,5	24 ... 36,5	12 ... 36,5
Decke	12 cm Stahlbeton	12 cm Stahlbeton	12 cm Stahlbeton	17 cm Stahlbeton	20 cm Stahlbeton, darunter Rabit- decke mit Gipsglät- teputz von 2 cm. Zwischenraum 15 cm. 8 Einbau- lampen 0,25 m · 1,25 m
Fußboden	Fertigdecke nach DIN F 20 (20 cm dick)	Fertigdecke nach DIN F 20 (20 cm dick)	12 cm Stahlbeton	12 cm Stahlbeton	20 cm Stahlbeton

förmig für Meßzwecke gestaltet worden waren. Letzteres dürfte auch bei Verwendung einer gleichmäßig dichten Betonschicht für alle Raumbegrenzungen schwierig sein, selbst wenn man sogar die Tür aus Beton herstellte. Ebenso aussichtslos ist es, die Dämpfung der Eigentöne und ihre unsymmetrische Verteilung im Raum aus den Wandimpedanzen errechnen zu wollen. Es bleibt also nur übrig, die Streuung der Pegel in den Ecken experimentell zu ermitteln.

3. Schalldruck-Messungen mit Schallanregung
im gleichen Raum

Die Vergleiche von Schalldruckmessungen im Rauminnern mit solchen in den Raumecken wurden, wie eingangs erwähnt, in drei Schritten durchgeführt, weil für Schallanregung im gleichen Raum beziehungsweise aus dem Nachbarraum verschiedene Anregungsbedingungen vorliegen. Einmal ist die Schallquelle annähernd punktförmig, während im zweiten Fall die Trennwand und die flankierenden Wände als Flächenschallquellen wirken. Man kann nicht ohne weiteres voraussetzen, daß unter diesen verschiedenen Bedingungen für das Mittelwert-Verhältnis der in den Ecken und den Raummitten gemessenen Schalldruckwerte die gleiche Annäherung an

den Erwartungswert erreicht wird, zumindest nicht im ganzen Frequenzbereich. Analoges gilt für die Standardabweichungen beziehungsweise Variationskoeffizienten.

Die statistisch begründete Vergleichsmethode zwischen den Ergebnissen von Raum- und Eckmessungen hat in wesentlichen Teilen zur Voraussetzung, daß normal verteilte Beobachtungsergebnisse vorliegen. Es ist deshalb zunächst zu diskutieren, wie weit diese Voraussetzung erfüllt ist. Aus umfangreichen Untersuchungen von REICHOW [8] folgt, daß bei Anregung mit stationären, stochastischen Geräuschen, zum Beispiel Terzrauschen, die Grenzfrequenz, oberhalb derer örtlich normal verteilte Schallfelder erwartet werden können, in den verwendeten Meßräumen bei etwa 600 Hz liegt. Unterhalb dieser Grenzfrequenz gehorchen die örtlichen Schalldrucke im Inneren der Räume nur angenähert Normalverteilungen.

Ein weiterer einfacher Test besteht im Vergleich der quadratischen Abweichungen Δ^2 der Einzelmeßergebnisse von ihrem Mittelwert mit den entsprechenden absoluten Abweichungen $|\Delta|$. Für Stichproben des Umfangs N aus Normalverteilungen gilt (zum Beispiel [9])

$$\frac{2 N \sum \Delta^2}{(\sum |\Delta|)^2} = \pi.$$

Die Abweichungen vom Erwartungswert π müssen selbst wieder diesem Ausdruck genügen. Bei der Einzelauswertung von Messungen im Innern eines der Versuchsräume ergaben sich zum Beispiel in dem besonders interessierenden Frequenzbereich 100 bis 500 Hz Werte der oben genannten Prüfgröße, aus denen sich auf eine noch verhältnismäßig gute Annäherung an eine Normalverteilung schließen läßt. Ähnliches gilt für Wiederholungsmessungen in ein und derselben Ecke. Dagegen wurden beim Vergleich mehrerer Ecken untereinander Werte gemessen, deren Mittel merklich außerhalb des Bereichs der wahrscheinlichen Abweichung vom Erwartungswert π liegen. Auch wenn die Einzelwerte einer Grundgesamtheit nicht normal verteilt sind, können wenigstens die Mittelwerte annähernd einer Normalverteilung gehorchen. Bei den Eckmessungen trifft dies jedoch nicht zu, wie nochmalige Anwendung des obigen Tests gezeigt hat.

Ähnliche Ergebnisse liefert auch der sogenannte *F*-Test, bei dem durch Streuungserlegung und Vergleich des Verhältnisses der mittleren Streuung von Wiederholungsmessungen in jeweils einer Ecke zu der Streuung der in den Ecken gemessenen Mittelwerte mit tabellierten Werten der *F*-Verteilung die Homogenität des Beobachtungsmaterials nachgeprüft werden, also festgestellt werden kann, ob die Meßwerte Grundgesamtheiten mit der gleichen Standardabweichung σ entstammen. Die Streuungserlegung zeigt, daß die Gesamtstreuung beliebiger Messungen in den Raumecken praktisch nur durch die Streuung der Mittelwerte in verschiedenen Ecken bestimmt wird, wogegen der Wiederholstreuungsanteil für Messungen in ein und derselben Ecke vernachlässigt werden kann.

Es ergibt sich also, daß Raum- und Eckmessungen nicht ohne weiteres nach den bekannten Formeln verglichen werden können, die sich auf Grundgesamtheiten vom Umfang ∞ beziehen und denen GAUSSsche Normalverteilungen zugrunde liegen. Die Messungen in den Ecken müssen vielmehr als Stichproben vom Umfang $N \leq 8$ angesehen werden, die Grundgesamtheiten, bestehend aus höchstens acht Werten, entnommen sind.

Es wurde folgendes Vergleichsverfahren gewählt: aus je sechs Schalldruck-Raummessungen wird der Mittelwert \bar{x}_R gebildet und dazu nach den für eine Normalverteilung geltenden Regeln der Vertrauensbereich $\pm q_R = t s_R / \sqrt{6}$ berechnet. Dabei ist s_R der aus sechs Messungen errechnete Schätzwert der Standardabweichung. Zur Auswahl des Wertes t , entsprechend den Integralgrenzen einer STUDENTschen *t*-Verteilung vom Freiheitsgrad 5, wurde dabei die statistische Sicherheit $S = 99\%$ zugrunde gelegt. Der Vertrauensbereich um einen zufällig gewonnenen Mittelwert schließt mit der angegebenen Sicherheit

den wahren Wert der Meßgröße mit ein. Aufgetragen wurde in den Diagrammen der Bilder 1 und 2 die relative Weite des Vertrauensbereichs, $q_R\% = q_R / \bar{x}_R \cdot 100$ in Prozent.

Eckmessungen des Schalldrucks wurden im allgemeinen in sieben Raumecken vorgenommen und daraus der maximale und der minimale Mittelwert, $\bar{x}_{E \max}$, $\bar{x}_{E \min}$, von Gruppen zu je drei Messungen bestimmt. Der Bereich zwischen diesen beiden Grenzen umfaßt dann die Werte aller möglichen Mittelwerte aus drei Einzelmessungen. Weil die Schalldruckwerte in den Ecken theoretisch um 9 dB größer sind als im Rauminnern, müssen die Ergebnisse der Eckmessungen mit dem entsprechenden Faktor $1/2,82$ multipliziert werden, um sie mit den Mittelwerten der Raummessungen unmittelbar vergleichen zu können. Die auf den Mittelwert der Raummessungen bezogenen Abweichungen der so reduzierten Extremal-Mittelwerte vom Mittelwert der Raummessungen umschließen einen Variationsbereich, dessen Grenzen in Analogie zu dem Vertrauensbereich der Raummessungen mit $q_{E \max}$, $q_{E \min}$ beziehungsweise $q_{E \max}\%$, $q_{E \min}\%$ bezeichnet werden:

$$q_{E\%} = \frac{(\bar{x}_E / 2,82) - \bar{x}_R}{\bar{x}_R} \cdot 100.$$

Ihm kommt eine statistische Sicherheit zu, die wegen der für Eckmessungen gültigen Wiederholstreuung nur wenig unter 100% liegt, also mit dem für die Auswertung der Raummessungen gewählten Wert $S = 99\%$ vergleichbar ist. Während der Vertrauensbereich q_R notwendigerweise symmetrisch zu entsprechenden Werten des Mittels liegt, ist dieser Variationsbereich im allgemeinen unsymmetrisch.

Die Meßergebnisse wurden in Tabelle II zusammengefaßt. In Bild 1 sind als Beispiele die Vertrauens- beziehungsweise Variationsbereiche der

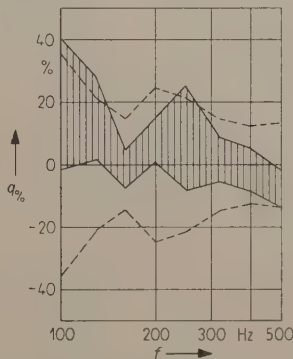


Bild 1. Schalldruckmessung mit Schallanregung im gleichen Raum (Raum 4).

	Variationsbereich der Eckmessungen	} bezogen auf den Raummessungsmittelwert
	Vertrauensbereich der Raummessungen	

Tabelle II.

Schalldruckmessungen mit Schallanregung im gleichen Raum.

$\Sigma q_E\%/2 = (q_{E\max\%} + q_{E\min\%})/2$ Mittlere Abweichung eines Eckmessungs-Mittelwerts vom Mittelwert der Raummessungen
 $|\Delta q_E\%| = |q_{E\max\%} - q_{E\min\%}|$ Variationsbereich der Eckmessungen
 $2 |q_R\%|$ Vertrauensbereich der Raummessungen

f Hz		Raum 1			Raum 2			Raum 3	Raum 4	Raum 5
		Messung 1	Messung 2	Messung 3	Messung 1	Messung 2	Messung 3			
100	$\Sigma q_E\%/2$	+ 12,0	+ 6,7	+ 0,4	+ 4,4	+ 37,2	+ 32,9	+ 258,6	+ 19,4	- 23,6
	$ \Delta q_E\% $	36,5	32,1	40,1	36,7	41,4	30,6	40,5	41,7	35,8
	$2 q_R\% $	186,8	114,0	113,8	96,4	82,8	102,6	208,0	71,8	122,2
125	$\Sigma q_E\%/2$	+ 3,5	+ 6,3	- 6,9	- 4,7	- 8,3	+ 7,8	+ 16,8	+ 14,8	- 23,9
	$ \Delta q_E\% $	21,6	15,8	24,8	5,4	16,5	15,5	16,6	26,3	21,8
	$2 q_R\% $	65,2	68,0	68,2	92,8	46,0	52,0	41,8	42,1	73,1
160	$\Sigma q_E\%/2$	+ 8,4	+ 21,4	+ 6,9	+ 14,4	+ 25,0	+ 15,0	+ 9,4	- 1,4	+ 3,0
	$ \Delta q_E\% $	13,9	31,1	27,0	11,8	22,5	20,6	6,9	12,3	12,4
	$2 q_R\% $	67,8	45,2	71,0	28,0	49,0	31,2	67,4	29,8	75,8
200	$\Sigma q_E\%/2$	- 4,9	+ 16,3	+ 9,4	+ 2,6	+ 9,3	+ 6,0	+ 6,9	+ 7,9	+ 9,5
	$ \Delta q_E\% $	10,2	18,8	18,7	22,2	18,5	15,0	11,6	14,2	29,0
	$2 q_R\% $	32,3	42,4	24,6	23,6	39,4	36,6	39,2	49,0	59,0
250	$\Sigma q_E\%/2$	- 9,4	+ 18,4	- 0,8	- 12,3	- 5,0	- 9,0	+ 3,8	+ 8,4	- 2,6
	$ \Delta q_E\% $	18,3	18,4	10,4	9,8	9,9	12,7	20,5	33,2	27,5
	$2 q_R\% $	34,6	26,4	37,0	40,4	21,6	32,8	30,2	43,2	28,0
320	$\Sigma q_E\%/2$	- 7,4	5,0	+ 6,4	- 2,2	+ 0,3	- 7,6	+ 6,3	+ 1,6	+ 4,3
	$ \Delta q_E\% $	14,1	12,7	16,5	17,7	10,7	10,4	21,0	13,7	13,8
	$2 q_R\% $	36,2	29,0	8,4	30,4	28,0	29,8	41,2	29,9	52,7
400	$\Sigma q_E\%/2$	+ 5,3	+ 5,5	+ 2,8	- 5,2	+ 2,7	- 5,6	+ 3,6	- 1,6	+ 11,2
	$ \Delta q_E\% $	14,7	16,0	10,5	9,7	9,5	15,5	21,3	13,9	22,3
	$2 q_R\% $	30,0	37,2	37,8	14,8	19,2	24,4	18,4	24,9	29,8
500	$\Sigma q_E\%/2$	- 8,8	+ 4,5	- 3,2	- 1,2	- 16,0	- 11,4	+ 2,3	- 7,5	+ 5,4
	$ \Delta q_E\% $	6,8	13,0	9,6	7,6	11,4	9,5	10,0	12,8	22,8
	$2 q_R\% $	18,8	19,2	18,6	15,8	16,6	29,3	27,6	27,2	20,8

Mittelwerte von Raum- und Eckmessungen in Raum 4 dargestellt. Die Null-Ordinate der Diagramme entspricht jeweils dem Mittelwert der Raummessungen. Aus dem Diagramm und der Tabelle ist zu ersehen, daß mit wenigen Ausnahmen der Variationsbereich der Eckmessungen innerhalb des Vertrauensbereichs der Raummessungen liegt und die Mittelwert-Ordinate des letzteren umschließt beziehungsweise sich eng an diese anlehnt. Daraus läßt sich folgern, daß sich ein Mittelwert aus sechs Raummessungen nur in einem solchen Rahmen von einem beliebigen Mittelwert aus drei Eckmessungen unterscheidet, der schon durch die zufälligen Abweichungen gegeben ist. Allerdings scheinen in gewissen Fällen und Bereichen kleine systematische Abweichungen vorzuliegen. Für die tiefsten Frequenzen lassen sie sich wahrscheinlich wie folgt erklären:

Nach WATERHOUSE [2] verläuft der Schalldruck im diffusen Feld durch Interferenz für die Frequenz ω (Wellenzahl k) in einer Raumecke entlang der Symmetrielinie durch ihren Scheitel in Abhängigkeit vom Scheitelabstand r gemäß

$$p^2 \sim 1 + 3 j_0(2kr/\sqrt{3}) + 3 j_0(2kr\sqrt{2/3}) + j_0(2kr), \quad (1)$$

der Druck in Richtung der Wandnormalen einer

Raumbegrenzungsfläche in Abhängigkeit vom Wandabstand x nach

$$p^2 \sim 1 + j_0(2kr). \quad (2)$$

Darin ist $j_0 = (\sin a)/a$ die sphärische BESSELFunktion nullter Ordnung. Näherungsweise gilt dies auch für schmalbandiges Rauschen. Die durch diese Ausdrücke dargestellten Funktionen weisen Maxima und Minima auf. Das dem Vergleich von Eck- und Raummessungen zugrunde liegende Verhältnis von 9 dB bezieht sich auf den asymptotischen Wert des Drucks im Rauminnern ($r \rightarrow \infty$ in Gl. (1)). Bei einem Mikrophon-Abstand $\geq 0,5$ m von den Raumbegrenzungen ist es im Bereich der tiefsten Frequenzen insbesondere in kleineren Räumen wahrscheinlich, daß das Mikrophon bei Messung des Schalldrucks zufällig auch an Punkten aufgestellt wird, bei denen das Verhältnis zwischen Eck- und Raumschalldruck noch merklich vom asymptotischen Wert abweicht. Vor den Wänden weist der Schalldruck im Abstand $0,5 \leq x \leq 1,3$ m eine Schwankungsbreite von 3 dB um den asymptotischen Wert ($x \rightarrow \infty$ in Gl. (2)), vor den Ecken für $0,5 \leq r \leq 1,6$ m sogar von 14 dB auf. Je nachdem, in welchem Maß derartige Raumpunkte zu dem Mittelwert der Raummessungen beitragen, fallen die nach der oben ge-

schilderten Methode um 9 dB reduzierten Eckschall-
drucke gegenüber den Raumschalldrücken zu groß
oder zu klein aus. Am wahrscheinlichsten sind, wie
genauere Überlegung zeigt, positive Abweichungen
der Eckmessungen gegenüber den Raummessungen
von rund 1 dB oder etwa 15% im $q\%$ -Maßstab. Die
großen Schalldruckschwankungen von Ort zu Ort
im tiefsten Frequenzbereich prägen sich auch in dem
breiten Vertrauensbereich $\pm q_R\%$ der Raummessun-
gen aus.

Wie bereits erwähnt, streuen aber auch die Mittel-
werte des in den Ecken gemessenen Schalldrucks
merklich. Es wurde beobachtet, daß der Druck in
einer Ecke von ihrer Lage zu der Ecke abhängig sein
kann, in der sich der Lautsprecher befindet. Bei ver-
schiedenen Frequenzen zeigten, je nach Aufstellung
des Lautsprechers, verschiedene Ecken eine reprodu-
zierbare Bevorzugung besonders hoher oder beson-
ders niedriger Schalldruckwerte. Die Schwankungs-
breite betrug dabei etwa 3 dB. Diese Schwankungen,
die ebenfalls zu systematischen Abweichungen vom
Mittelwert der Raummessungen führen können, hän-
gen offenbar mit der nicht näher bekannten Ver-
teilung der Wandimpedanzen zusammen.

4. Schalldruckmessungen mit Schallanregung
aus dem Nachbarraum

Die Bilder 2a und b zeigen analoge Ergeb-
nisse für Messungen am bauakustischen Prüfstand
der PTB mit Aufstellung der Lautsprechergruppe im
benachbarten Raum. Sie unterscheiden sich nicht
prinzipiell von den oben erläuterten. Gemessen
wurde in beiden Richtungen durch die Trennwand,
eine 24 cm dicke Vollziegelwand. Die bei den tief-
sten Frequenzen auftretenden Unterschiede im Ver-
lauf der Eckmessungs-Variationsbereiche reprodu-
zierten sich bei mehreren Messungen, sie stehen
möglicherweise im Zusammenhang mit der unter-
schiedlichen Größe der beiden Meßräume (42,5 und
57 m³).

5. Pegeldifferenzmessungen im bauakustischen
Prüfstand

Weil die Ergebnisse für Anregung im Nachbar-
raum trotz der unterschiedlichen Anregungsart nicht
wesentlich von denen des Abschnitts 3 abweichen, ist
es offenbar möglich, auch Pegeldifferenzmessungen
zwischen zwei Räumen in Raumecken und in der
Raummitte nach den bisher angewandten Verfahren
aufeinander zu beziehen.

Derartige Messungen in beiden Richtungen durch
die Trennwand sind in den Bildern 3a und b
dargestellt, wobei als Ordinatenteilung der übliche
logarithmische Maßstab gewählt wurde. Die un-

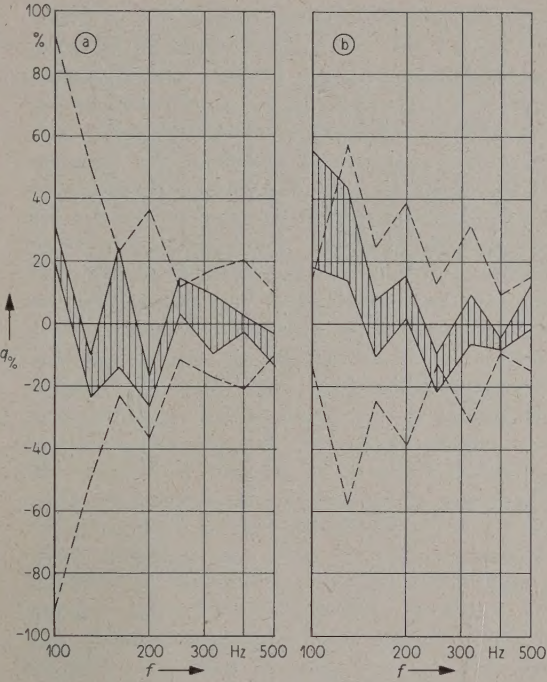


Bild 2. Schalldruckmessung mit Schallanregung aus dem
Nachbarraum.
(a) Meßrichtung Raum 2 nach Raum 1,
(b) Meßrichtung Raum 1 nach Raum 2.
Signaturen wie bei Bild 1.

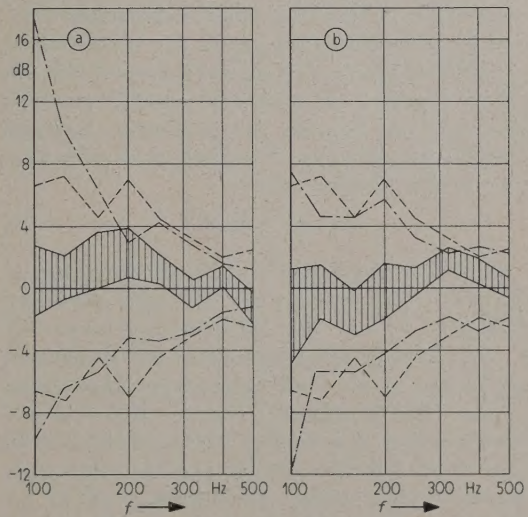


Bild 3. Pegeldifferenzmessungen.
Abweichungen vom Wert der Pegeldifferenz für
Raummessungen (Nulllinie).
(a) Meßrichtung Raum 2 nach Raum 1,
(b) Meßrichtung Raum 1 nach Raum 2.
Variationsbereich der Eckmessungen,
— : — Vertrauensbereich der Raummessungen,
— — — Größtabweichung zweier beliebiger
Raummessungen voneinander.

symmetrischen Vertrauensbereiche der Raummessungen ergeben sich, weil bei der Errechnung der Schallpegeldifferenzen aus den Drucken auch Quotienten logarithmiert werden, die die zu den Drucken gehörenden, im allgemeinen verschieden großen relativen Vertrauensbereiche enthalten. Der Frequenzverlauf sowie die Lage des Variationsbereiches der Eckmessungen entspricht den Ergebnissen der vorhergehenden Abschnitte. Es sei besonders darauf hingewiesen, daß die im unteren Frequenzbereich zum Teil auffallend breiten Vertrauensbereiche der Raummessungen die örtlichen Streuungen von je sechs einzelnen Schalldruckmessungen in den Meßräumen charakterisieren, nicht jedoch die Standardabweichung einer größeren Anzahl von Mittelwerten aus solchen Messungen, die, wie frühere Untersuchungen zeigten [10], erheblich geringer ist. Die Ergebnisse dieser früheren Messungen, bei denen die Wiederhol-Standardabweichung für Norm-Schalldämmungsmessungen unter sehr ähnlichen Bedingungen am bauakustischen Prüfstand der PTB aus 21 statistisch unabhängigen Versuchen ermittelt wurde, gestatten noch etwas weitergehende Aussagen zu den hier gezeigten Resultaten. Während der Variationsbereich der Eckmessungen alle möglichen Mittelwerte umfaßt, stellt die Nulllinie der Diagramme nur das Mittelweltergebnis einer einzelnen Raummessung, bestehend aus sechs Ablesungen des Schalldrucks, dar. Die Lage des wahren Mittelwerts von Raummessungen ist nur durch die Breite des zugehörigen Vertrauensbereichs abzuschätzen. Sofern die Standardabweichung s_w für Wiederholung von Schalldämmungsmessungen bekannt ist, läßt sich jedoch angeben, wie weit zwei zufällig erhaltene Messungen im Rahmen der natürlichen Streuung voneinander abweichen. Bezeichnet y_i das Ergebnis einer solchen Messung, so gilt

$$|y_1 - y_2| = t s_w \sqrt{2}. \quad (3)$$

Darin gibt der Faktor t wieder die Integralgrenzen einer t -Verteilung für eine bestimmte statistische Sicherheit S an. Die Abweichungsgrenzen für $S = 99\%$ sind in den Diagrammen mit eingetragen und können zu einer näherungsweisen Abschätzung dienen. Die Variationsbereiche der Eckmessungen werden an fast allen Punkten davon umschlossen. In einer ersten Näherung weichen zwei Raummessungsmittelwerte also stärker voneinander ab als ein beliebiger Eckmessungsmittelwert von einem derselben. Raummessungen lassen sich daher im Rahmen der zugrundeliegenden statistischen Sicherheit durch eine geringere Anzahl von Eckmessungen ersetzen.

In den Bildern 4 a bis d sind schließlich noch die Ergebnisse von Pegeldifferenzmessungen nach beiden Verfahren und in beiden Meßrichtungen direkt miteinander verglichen. Eingetragen sind die Eck-

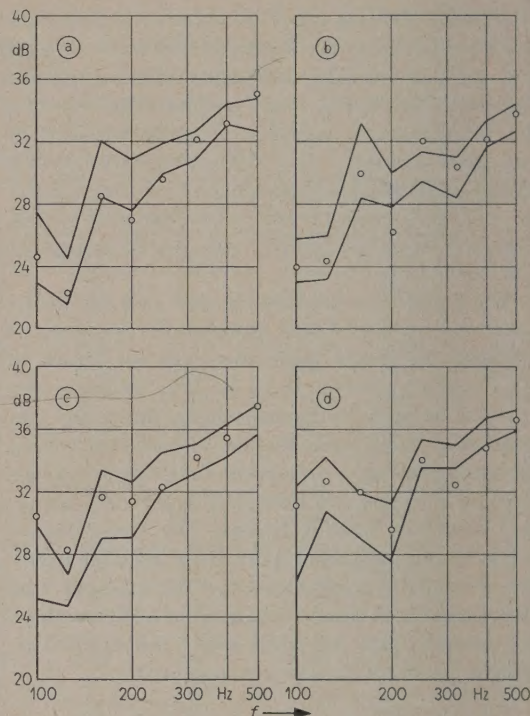


Bild 4. Pegeldifferenzmessungen.

- (a) Meßrichtung Raum 2 nach Raum 1, 1. Messung,
- (b) Meßrichtung Raum 2 nach Raum 1, 2. Messung,
- (c) Meßrichtung Raum 1 nach Raum 2, 1. Messung,
- (d) Meßrichtung Raum 1 nach Raum 2, 2. Messung.
- Variationsbereich der Eckmessungen,
- ○ ○ Raummessung.

messungen-Variationsbereiche, dazu jeweils der gleichzeitig gemessene Verlauf einer Raum-Pegeldifferenzmessung. Die in beiden Meßrichtungen erhaltenen Ergebnisse unterscheiden sich wegen der unterschiedlichen Nachhallzeit der Empfangsräume. Unter Berücksichtigung der aus Gl. (3) folgenden Unsicherheit einer einzelnen Raummessung, dargestellt in den Bildern 3 a und b, läßt sich auch hier die Gleichwertigkeit beider Verfahren bei geringerem Meßaufwand für Eckmessungen erkennen. Man hat allerdings bei drei Eckmessungen, ebenso wie bei sechs Raummessungen, mit einer Schwankungsbreite der Ergebnisse von im Mittel etwa ± 2 dB im untersuchten Frequenzbereich zu rechnen.

(Eingegangen am 28. Juni 1961.)

Schrifttum

- [1] MORSE, P. M. und BOLT, R. H., Sound waves in rooms. Rev. Mod. Physics **16** [1944], 69.
- [2] WATERHOUSE, R. V., Interference patterns in reverberant sound fields. J. acoust. Soc. Amer. **27** [1955], 247.

- [3] WÖHLE, W., Zum Schallpegel in Ecken, Kanten und an den Wänden geschlossener Räume bei Rauschen. Hochfrequenztechn. und Elektroak. **64** [1956], 158.
- [4] GRAF, U. und HENNING, H.-J., Formeln und Tabellen der mathematischen Statistik. Springer-Verlag, Berlin 1958.
- [5] DIN 51849. Vornorm. Prüfung von Mineralölen. Prüffehler und Toleranz, April 1956.
- [6] KÜHL, W., Fehlermöglichkeiten bei Schalldämmungsmessungen bei tiefen Frequenzen, I. Acustica **4** [1954], Beiheft 2, 611.
- [7] KLAPDOR, R., Die Genauigkeit raum- und bauakustischer Messungen. Dissertation Techn. Hochschule Karlsruhe 1955.
- [8] REICHOW, D., Die Amplitudenverteilungen des Schalldrucks in geschlossenen Räumen. Dissertation Techn. Hochschule Braunschweig 1960 (noch nicht veröffentlicht).
- [9] KOHLWEILER, E., Statistik im Dienste der Technik. Verlag R. Oldenburg, München und Berlin 1931.
- [10] VENZKE, G., DÄMMIG, P. und REICHOW, D., Zufällige und systematische Fehler bei Luftschalldämmungs- und Trittschallmessungen. Acustica **8** [1958], 315.

